

エネルギースペクトルが直読可能な2重計数管方式 中性子スペクトロメーターの研究開発

(研究課題番号 04680228)

平成5年度科学研究費補助金（一般研究C）
研究成果報告書

平成6年3月

研究代表者 青山隆彦
(名古屋大学医療技術短期大学部助教授)

KAKEN
04680228

図・本館

は し が き

中性子のエネルギースペクトルを精度良く測定することは大変にむづかしい。特別に中性子飛行時間分析設備のある施設を除き、一般の中性子場中では、X線や γ 線に対するゲルマニウムスペクトロメーターのように、簡便な方法でありながら高精度かつ高効率で、しかも波高分布からエネルギースペクトルが直読できるようなシステムを我々はまだ持っていない。

有機シンチレーターのような反跳陽子計数管や ^3He 比例計数管を用いて、一般の中性子場で中性子エネルギースペクトルを測定することができるが、このような測定器では、単色の中性子でもない限り、 γ 線スペクトロメーターのように波高分布からエネルギースペクトルを直読することはできず、アンフォールディングの作業が欠かせない。

X・ γ 線測定用ゲルマニウムスペクトロメーターの場合のように、離散的なエネルギー分布を持つ中性子に対しては、波高分布に全エネルギー吸収に対応したピーク列が形成され、従って、波高分布からエネルギースペクトルが直読でき、しかも中性子検出効率が高く、比較的強度の弱い環境中性子計測が可能な中性子スペクトロメーターを開発することは、中性子計測に携わる者の長年の夢であった。

今回、こうした中性子計測研究者の夢の実現に向けて、我々が提唱した「エネルギースペクトルが直読可能な2重比例計数管方式中性子スペクトロメーターの開発」構想を実施するに当たり、科学研究費補助金を交付して、研究開発を財政的に支えていただいたことに対して、深い感謝の意を表わす。一応初期の目標を達成できたものの、研究開発はこれで完了したわけではなく、まだ改善の余地が残されている。今回の研究開発の実施に当たっては幾人かの専門家に御協力戴いたが、今回の研究成果を基にさらに改良を重ね、 γ 線スペクトロメーターのように手軽に使える中性子スペクトロメーターを実現するために、今後、さらに多くの研究者のこの方面の研究への参加と協力をお願いしたい。

名古屋大学図書	
和B	84008

研究組織

研究代表者： 青山隆彦（名古屋大学・医療技術短期大学部・助教授）

研究経費

平成4年度	1 1 0 0 千円
平成5年度	5 0 0 千円
計	1 6 0 0 千円

研究発表

(1) 学会誌等

T. Aoyama, Y. Oka, K. Honda and C. Mori, "A neutron detector using silicon PIN photodiodes for personal neutron dosimetry", Nucl. Instr. and Meth. A314(1992)590-594

T. Aoyama, K. Honda, C. Mori, K. Kudo and N. Takeda, "Energy response of a full-energy-absorption neutron spectrometer using boron-loaded liquid scintillator BC-523", Nucl. Instr. and Meth. A333(1993)492-501

(2) 口頭発表

佐藤 拓, 青山隆彦, 瓜谷 章, 森千鶴夫, 「二重比例計数管を用いた全エネルギー吸収型中性子スペクトロメータの開発」, 日本原子力学会中部支部第24回研究発表会（名古屋）, 1992年12月, 予稿集 p. 29

青山隆彦, 佐藤 拓, 瓜谷 章, 森千鶴夫, 「二重比例計数管を使用した全エネルギー吸収型中性子スペクトロメータの研究開発」, 研究会「放射線検出器とその応用」（つくば市, 高エネルギー物理学研究所）, 1993年 1月, 東京大学工学部附属原子力工学研究施設研究報告 UTNL-R 0288 pp.68-70

青山隆彦, 佐藤 拓, 瓜谷 章, 森千鶴夫, 「二重比例計数管を使用した全エネルギー吸収型中性子スペクトロメータの研究開発」, 第30回理工学における同位元素研究発表会（東京）, 1993年 7月, 要旨集 p. 4

青山隆彦, 佐藤 拓, 瓜谷 章, 森千鶴夫, 工藤勝久, 武田直人, 「二重比例計数管を使用した全エネルギー吸収型中性子スペクトロメータの研究開発」, 第10回放射線計測夏のセミナー（つくば市, 電子技術総合研究所）, 1993年 8月, 要旨集

目 次

	頁
1. 序	1
2. 2重比例計数管方式中性子スペクトロメーターの動作原理	2
3. 検出器の製作と最適動作条件の実験的決定	3
3.1. 反跳陽子比例計数管の製作	3
3.1.1. 計数管の構造と構成材料	3
3.1.2. 計数ガス	4
3.1.3. 前置増幅器	6
3.2. 反跳陽子比例計数管の動作特性	7
3.2.1. エネルギー分解能とガス増倍数	7
3.2.2. γ 線成分の波形弁別除去	10
3.3. ^3He 中性子捕獲計数管の動作特性 - γ 線成分の波高弁別除去	15
4. 信号処理回路の製作とエレクトロニクスの調整	18
4.1. 信号処理回路の製作	18
4.2. 中性子捕獲信号の時間分布と最適同時計数入力ゲート幅	18
4.3. エレクトロニクスの構成	23
5. スペクトロメーターのエネルギー応答特性	24
5.1. 計算機シミュレーション	24
5.1.1. モンテカルロ計算	24
5.1.2. アルゴリズムとフローチャート	25
5.1.3. エネルギー応答関数	27
5.2. 単色中性子照射実験	30
5.2.1. 実験方法	30
5.2.2. 単色中性子に対する波高分布	31
5.2.3. 中性子検出効率	45
6. 結び	47
謝辞	49
文献	50

1. 序

原子炉や核燃料再処理施設、医療用の小型加速器周辺などの作業環境中においては、1 MeV程度以下で広い範囲に分布したエネルギーを有する中性子が多量に存在することが知られている[1]。一定の中性子束密度における線量当量は、中性子エネルギーが10 keVから1 MeVの範囲で大きく変化する[2]ことから、この領域での中性子エネルギースペクトルを精度よく測定することは、作業者の中性子被曝線量評価の観点から重要である。

従来、1 MeV程度以下のエネルギーを持つ中性子のエネルギースペクトル測定法としては、ボナーカウンタ法、あるいは、反跳陽子比例計数管や³He比例計数管を用いて波高分布を測定し、得られた結果に対し検出器のエネルギー応答関数を用いてアンフォールディングを行うことが一般的であった。アンフォールディングを必要とするこれらの方法では実時間測定ができない欠点があるほか、環境中性子のように比較的low強度の中性子のエネルギー測定では、誤差が大きくなり使用しにくい。そこで、本研究では、1 MeV以下のエネルギーを持つ中性子に対して、実時間で測定が行え、アンフォールディング無しでエネルギースペクトルを直読することが可能な、二種類の比例計数管を組み合わせた全エネルギー吸収型中性子スペクトロメーターの研究開発を行った。

本研究では、大容積の円環状多線陽極構造を有する反跳陽子比例計数管に³He中性子捕獲計数管を同軸で組み合わせた2重比例計数管と、両計数管からの出力パルスのうち、それらの時間関係から目的とする信号だけを選び出すように設計した信号処理回路を製作した。検出器にガス計数管を用いることにより、液体や固体の有機シンチレーターにみられたような反跳陽子エネルギーに対する応答（発光）の非直線性[3]が無くなり、従って、単色中性子が全エネルギーを計数ガス中で失った場合には、エネルギー損失過程に関わらず波高分布に単一ピークが得られることが期待できる。

計数管に入射した中性子の振る舞いを、大型計算機を使用したモンテカルロ計算によって求め、スペクトロメーターのエネルギー応答関数や検出効率の計算を行なって、本スペクトロメーターの有用性を確かめた。さらに、製作したスペクトロメーターの検出器部に数10から数100 keVのエネルギーをもつ単色中性子を照射して波高分布を測定し、波高分布上での全エネルギー吸収ピークの位置と入射中性子エネルギーとの対応関係を求めると共に、検出効率を実測した。

2. 2重比例計数管方式中性子スペクトロメータの動作原理

今回、研究開発を実施した中性子スペクトロメータの検出器は、図 1(a)に示すように、中空円筒構造を有しプロパンガスを充填した反跳陽子比例計数管の中心軸上に、 ^3He ガスを充填した中性子捕獲計数管を配した2重計数管で構成されている。

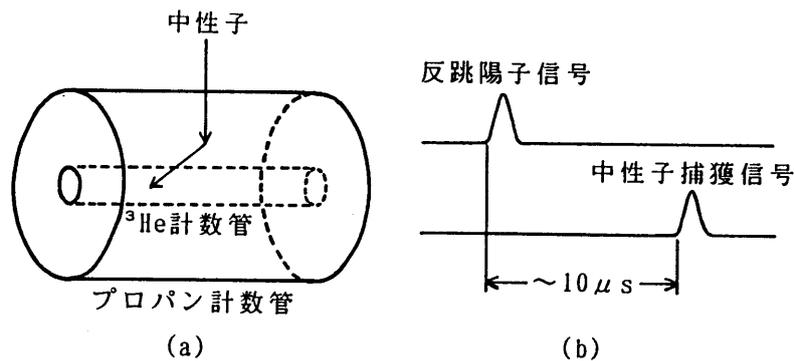


図 1 2重比例計数管方式中性子スペクトロメータの動作原理

図 1(a)に示されているように、外部から検出器に入射した中性子は計数管の薄いステンレス鋼壁を通り抜け、2重計数管外側のプロパン反跳陽子計数管に入る。ここで、中性子はプロパン分子の中の主として水素の原子核により弾性散乱を起こし、反跳陽子信号を発生する。この散乱による中性子のエネルギー損失量は入射エネルギー以下で広い範囲に分布する。散乱角が 90° に近い場合や多数回散乱した場合には、入射中性子はそのエネルギーの多くを水素原子核に付与し、入射中性子エネルギーに近いエネルギーをもつ反跳陽子を発生させる。このようにして、入射エネルギーの大部分を失った中性子のうち、計数管の中心軸方向に進行したものが内側の ^3He 計数管に入射すると ^3He に捕獲され、図 1(b)に示すように、反跳陽子信号に少し遅れて中性子捕獲信号が引き起こされる。この信号を同時計数のゲート信号の一つとして用い、反跳陽子信号との間で遅延同時計数が生じた時に反跳陽子信号を波高分析すれば、入射中性子のエネルギーにほぼ比例した量が求められる。 $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応の反応断面積は $1/v$ 法則(ここで、 v は中性子の速さ)に従っているため、反跳陽子計数管内で中性子が失ったエネルギーが大きければ大きいほど、中性子は ^3He 計数管に入射した時その捕獲確率が高くなる。逆に、大きくエネルギーを失わなかった中性子は ^3He 計数管での捕獲確率が小さく、このため同時計数信号を引き起こしにくくなる。従って、この方式により、入射中性子エネルギーにほぼ等しいエネルギーをもつ反跳陽子信号のみ

選択できることになり、単色中性子に対しては、波高分布に入射中性子のエネルギーに対応した単一の全エネルギー吸収ピークが得られることになる。

3. 検出器の製作と最適動作条件の実験的決定

3.1. 反跳陽子比例計数管の製作

3.1.1. 計数管の構造と構成材料

気体の反跳陽子計数管では、固体や液体の有機シンチレーターを使う検出器に比べて検出媒体の原子密度が著しく小さい。このため、このような計数管を使用して十分な速中性子検出効率を得るためには、充填ガスの圧力を高くし、また、計数管の容積を大きくする必要がある。

図 2に、本研究で製作した反跳陽子計数管の内部構造を示す。計数管は高い充填ガス圧力に耐えられるよう、やや肉厚のステンレス鋼で作られた大容積(5.1 ㍓)の中空円筒型で、外側円筒内径158 mm、内側円筒外径54 mm、陽極線長296 mmとした。³He計数管には市販の規格品(直径25.4 mm、有効長254 mm)を使用し、反跳陽子計数管の中心軸上に、計数有効長が反跳陽子計数管の陽極線長さ方向の中央部に位置するよう配置した。なお、内側の³He計数管と外側の反跳陽子計数管の間には、中性子減速材として、厚さ12 mmのポリエチレン管を挿入できるようにした。

反跳陽子計数管のステンレス鋼壁の厚みは、外側面が3.4 mm、端面が5.0 mmあり、中性子が計数管壁に垂直に入射した場合でも、管壁での中性子の弾性散乱確率は、計算によれば10 keVから1 MeV程度の中性子に対して、側面からの入射の場合で約20%、端面からの入射の場合には約30%あると評価される。中性子が計数管壁に斜めに入射した場合、弾性散乱確率はさらに増加するが、壁面でのエネルギー損失は弾性散乱1回につき最大でも7%程度である。これは入射中性子が計数管壁で後方散乱された場合に相当し、管壁で前方散乱し、計数管内に入り得る中性子の管壁におけるエネルギー損失量はこれよりはるかに小さくなる。さらに、後述するように、反跳陽子計数管のエネルギー分解能が20%以上になったので、管壁でのエネルギー損失によるエネルギースペクトルへの影響は無視できる程度と考えられる。

反跳陽子計数管は円環状のため多線陽極型としたが、その場合、各陽極線間中央部で電場が著しく弱くなることを防ぐため、陽極線と同一円周上で、各陽極線

間中央に管壁と同電位にした陰極線を配置した。 計数管内における電離電子の生成場所の違いによる電荷収集時間の揺らぎをできるだけ小さく抑制するため、陽極線と陰極線の間隔は陽極線と管壁の間の距離にほぼ一致するよう、陽極線と陰極線の数を各6本とした。 このようにして、反跳陽子計数管は6本の独立した直径5.2 cmの計数管とほぼ同等の動作をするようにした。 陽極線には直径20 μm のタンゲステン線を用い、陰極線には直径120 μm のステンレス線を用いた。

3.1.2. 計数ガス

反跳陽子計数管の充填ガスとして、速中性子の水素による弾性散乱確率を高めるため、1分子中に水素原子数が多いプロパン (C_3H_8) を選定し、3気圧の高圧力で充填したが、この時、水素ガス (H_2) に換算すれば12気圧の高圧力で充填されたことに相当する。 計数管内における中性子の水素による弾性散乱に対する平均自由行程 λ_H は、水素の原子密度を D_H 、散乱断面積を σ_H として

$$\lambda_H = 1 / (D_H \sigma_H) \quad (1)$$

で表される。 中性子エネルギーが10 keV、100 keV、および1 MeVについて計算した λ_H の値を表 1 に示す。 計数管内における中性子の水素による散乱確率 P_H は中性子の飛行距離を l として

$$P_H = 1 - \exp(-l / \lambda_H) \quad (2)$$

で表される。 中性子が計数管の軸に沿って入射した場合を仮定し、(2)式に $l = 30$ cmを代入すれば、表 1の値が得られる。 表 1によれば、プロパンガスを高い圧力(3気圧)で充填しても、10 keVから1 MeVの中性子に対して10%程度の水素による弾性散乱確率しか得られないことがわかる。

表 1 プロパンガスを3気圧で充填した計数管中における水素による弾性散乱に対する中性子の平均自由行程 λ_H および散乱確率 P_H

中性子エネルギー	$\lambda_H = 1 / (D_H \sigma_H)$	$l = 30$ cmの場合の P_H
10 keV	81 cm	31 %
100 keV	121 cm	22 %
1 MeV	364 cm	8 %

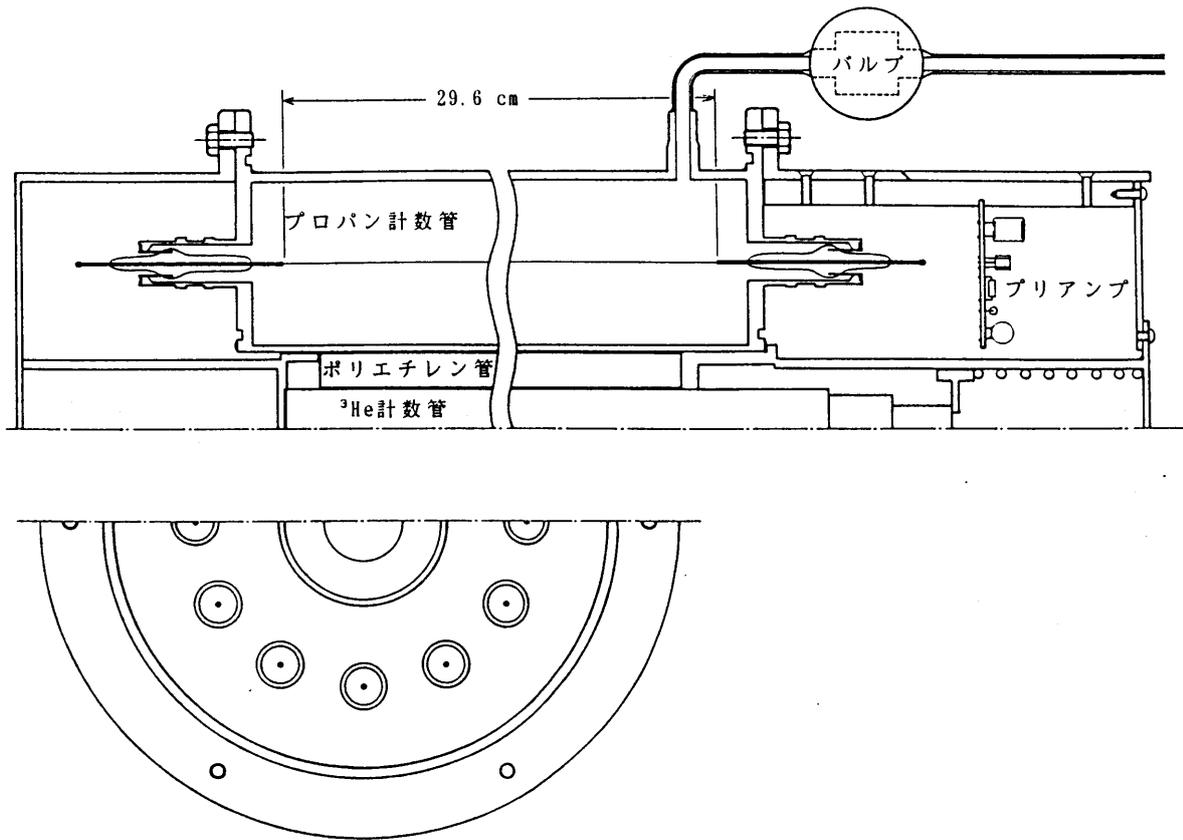


図 2 反跳陽子計数管の構造

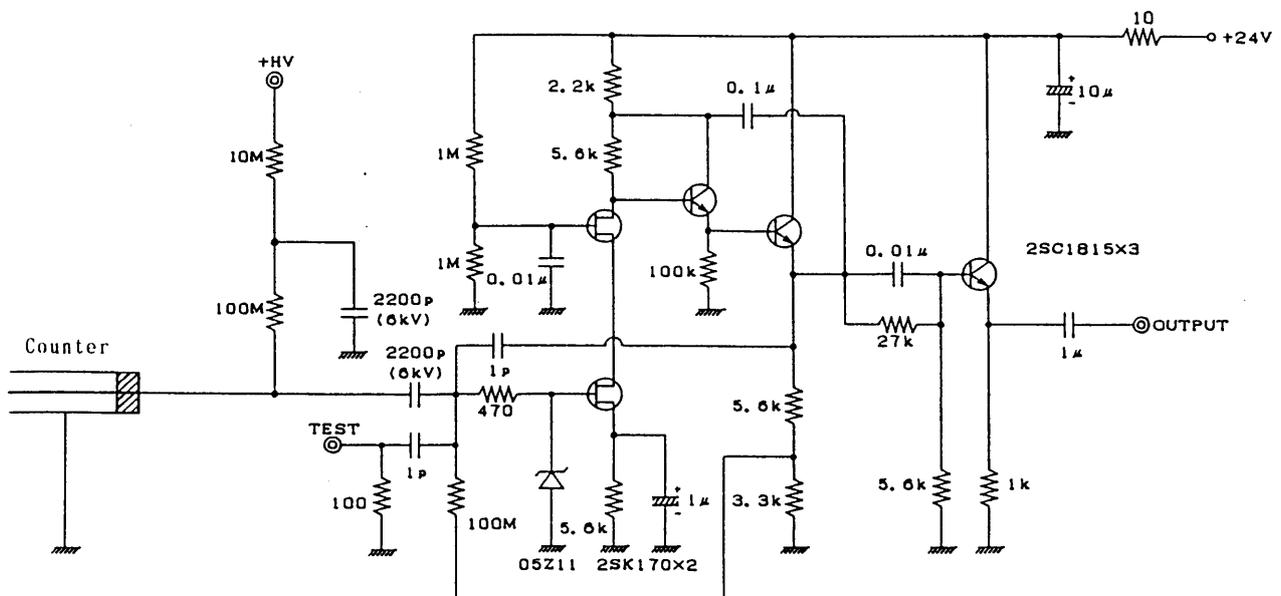


図 3 前置増幅器回路 (単位は、抵抗： Ω 、コンデンサ： F)

なお、プロパンガスは比例計数管用ガスとして単独で使用する事が可能であるほか、後述するように、プロパンガスは多原子分子であるためガス中における電子の移動速度が大きく、従って、プロパンガスを用いた計数管では、初期電離の発生場所の違いによるパルス形成時間の揺らぎを小さくできる利点がある。後者は、本中性子スペクトロメーターの場合のように同時計数を行う場合、偶然同時計数率を少なくするため、同時計数入力ゲートパルスの時間幅を狭くでき有利である。

反跳陽子比例計数管では、計数管のエネルギー校正を行うために、充填ガス中に ^3He を添加する方法が通常採用される。この方法では、 $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応のQ値764 keVをエネルギー校正点に利用する。すなわち、計数管に熱中性子を照射し得られる計数管からの出力パルスの波高値が反跳陽子エネルギー764 keVに対応するとみなし得る。

計数管へのガスの充填は、まず、計数管内を約 $3 \times 10^{-4}\text{Pa}$ まで排気し、 100°C 程度で24時間ガス出しした後、 ^3He ガスを約0.1気圧充填し、さらに純度99.9%のプロパンガスを全体で3気圧になるよう充填した。3気圧のプロパンガス中における1 MeVの反跳陽子の飛程は3.2 mmと計算されたが、この値は計数管の寸法に比べて極めて小さいので、反跳陽子計数管における壁効果は無視できる。

3.1.3. 前置増幅器

本スペクトロメーターの検出器用として設計・製作した低雑音電荷有感型前置増幅器の回路図を図3に示す。この回路は2個製作し、図2に示したように検出器内部に組み込んで、各々反跳陽子計数管および ^3He 計数管として使用した。

図3の回路は、入力段に低雑音FETを使用し、かつ、パルスの立ち上がり時間を短くしてパルス応答特性を良くするため、初段をミラー効果の無いカスコード接続とし、さらに、その負荷抵抗にブートストラップ方式を採用して初段の電圧増幅度を大きくとり、回路全体の低雑音化を計った。

計数管を接続した状態で、等価雑音電荷量(equivalent noise charge)は電子数にして約3000個、パルス立ち上がり時間は約100 nsと、後述する比例計数管のパルス形成時間約 $1\mu\text{s}$ に比較して十分短く良好であった。回路の最終段はポールゼロ補償により、長すぎるパルス減衰時定数を $46\mu\text{s}$ に短く設定し直してから、エミッタホロワにより低インピーダンス出力させた。製作した前置増幅器は過大入力に強く無故障で長期間安定して動作し、高い信頼性を確認している。

3.2. 反跳陽子比例計数管の動作特性

3.2.1. エネルギー分解能とガス増倍度

製作した反跳陽子比例計数管の最適動作電圧は、目的とするエネルギー範囲の反跳陽子に対し最良のエネルギー分解能を得る印加電圧として決定すれば良い。

約0.5 MBqの ^{252}Cf 中性子源の周囲を厚さ10 cmのポリエチレンブロック減速材で覆った簡易熱中性子源を計数管に隣接して置き、反跳陽子比例計数管に3~4 kVの電圧を印加して出力パルスの波高分布を測定した。その結果、充填ガス中にエネルギー校正用として添加した ^3He に熱中性子が捕獲され、波高分布に $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応のQ値に相当する単一ピークが見られた。波高分布上におけるピーク的位置と形は、6本の陽極線の1本から信号を取り他の5本には電圧のみを印加した場合と、6本の陽極線を束ねて信号を取った場合とで全く差がなかった。このため、以後の実験はすべて6本の陽極線を一本に束ねてそこから信号を取った。

図4は、ピークの形の印加電圧による変化を示しているが、印加電圧が3.4 kV以上ではピークの形がガウス分布から次第に歪むことが分かる。各印加電圧において得られた波高分布からピークの半値幅を読みとり、エネルギー分解能を計算すると、図5に示すエネルギー分解能の印加電圧依存性が得られた。図5によれば、印加電圧を3.0 kVから次第に増加させて行くとき、3.2 kVで最良のエネルギー分解能が得られ、以後、印加電圧と共にエネルギー分解能が低下することが分かる。

この原因を探るため、図4のピーク波高値から、各印加電圧でのガス増倍度を計算した。前置増幅器として電荷有感型を使用しているため、前置増幅器出力波高電圧値から入力電荷量が計算できる。ガス増倍度の実験値 $M_{e,x,p}$ は、波高分布のピーク波高電圧値を与える入力換算電荷量 Q_p と初期電子数 N_0 から

$$M_{e,x,p} = Q_p / (e \cdot N_0) \quad (3)$$

で計算される。ただし、 e は電荷素量である。 N_0 は、 ^3He の熱中性子捕獲反応で生じる陽子とトリトンのエネルギーをそれぞれ E_p 、 E_t とし、プロパンのW値を W とすると

$$N_0 = (E_p + E_t) / W \quad (4)$$

から計算される。 E_p 、 E_t として、それぞれ573 keV、191 keV、また、W値として α 線による26.3 eV[4]を(4)式に代入すれば、 $N_0 = 2.90 \times 10^4$ が得られるので、これを(3)式に代入すれば各印加電圧における $M_{e,x,p}$ の値が求められる。図6に、ガス増倍度の実験値 $M_{e,x,p}$ の印加電圧依存性が示されている。プロパンガス比例計

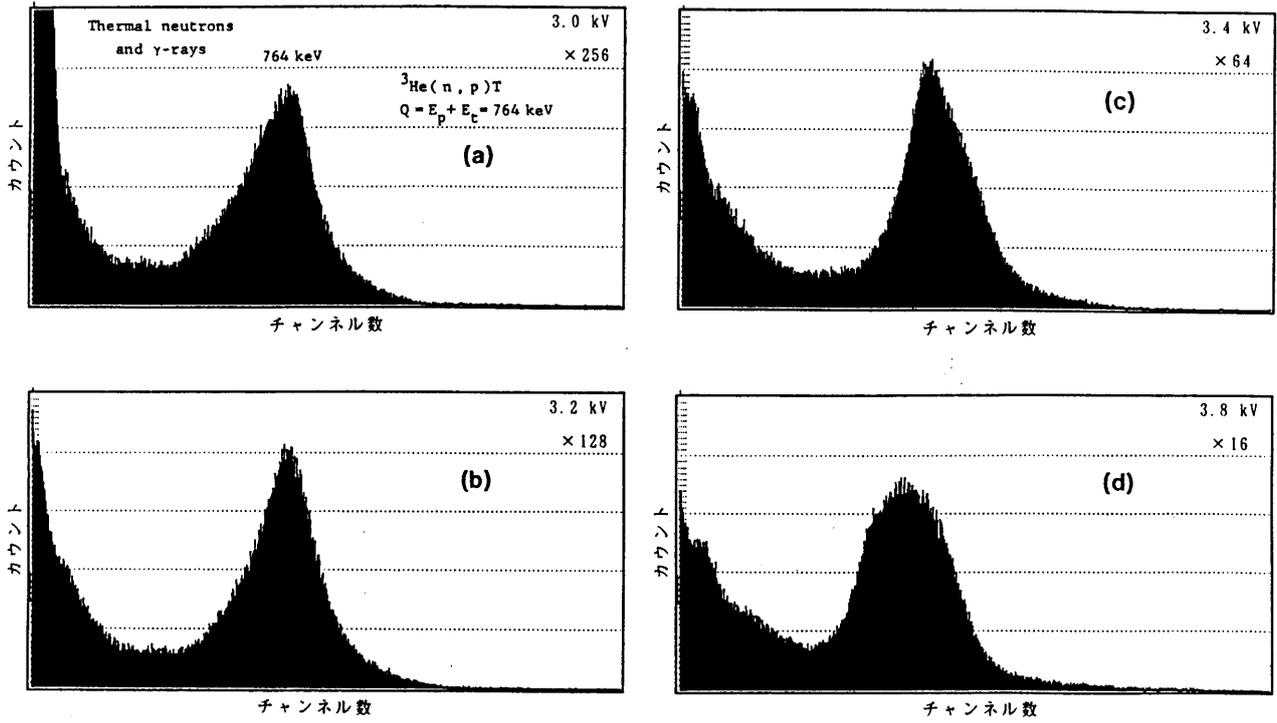


図 4 ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応によるパルス波高分布の形の印加電圧による変化
 印加電圧：(a)3.0 kV、(b)3.2 kV、(c)3.4 kV、(d)3.8 kV

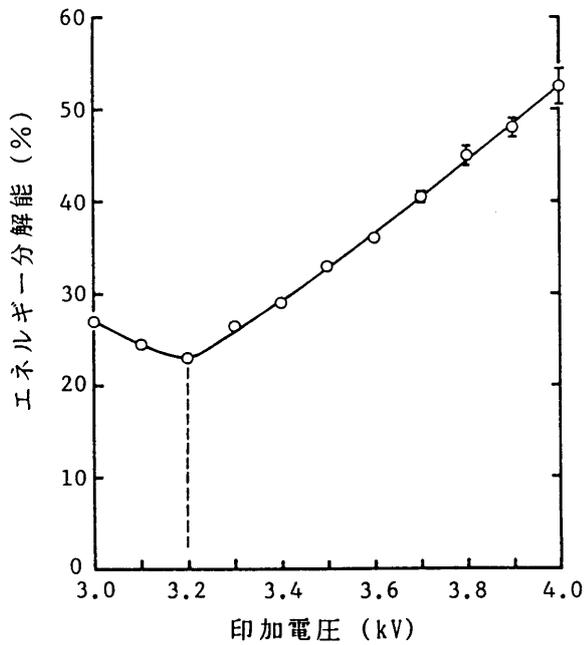


図 5 エネルギー分解能の印加電圧依存性

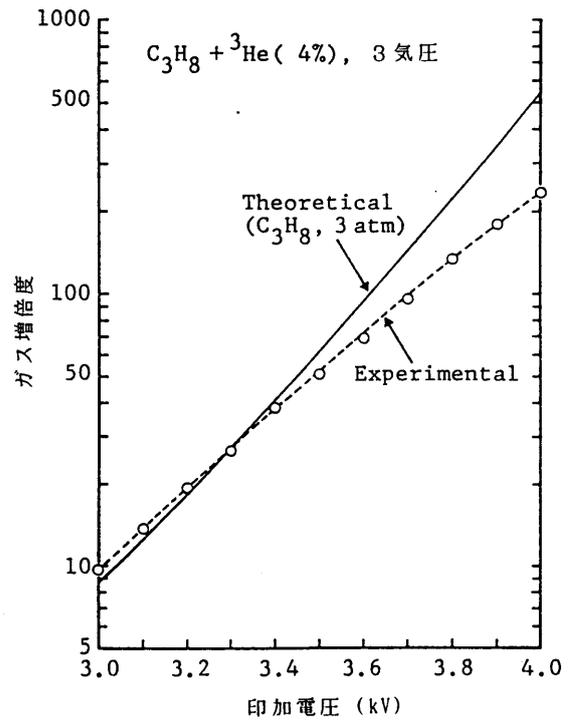


図 6 ガス増倍度の印加電圧依存性

数管のガス増倍度はDiethornの式で表されることが知られており[5]、図 6に理論計算の結果を示した。図 6によれば、ガス増倍度は印加電圧が3.0 kVから3.2 kV付近まで実験値理論値ともほぼ同じ率で増加するが、3.3 kV以上では実験値の増加率が計算値のそれより小さくなり、ガス増倍度が飽和することがうかがえる。

印加電圧3.3 kVにおける電子雪崩中の総イオン数 $N_0 \cdot M_{exp}$ の値は約 10^6 になるが、1個の初期電子による単一電子雪崩において、プロパンのような電子の拡散係数の小さいガス中では、総イオン数が 10^6 程度でガス増倍度の飽和が起こることが知られている[6]。本研究の場合、初期電子数 N_0 は大きい、中性子捕獲反応にともなう陽子とトリトンの飛程は、計算によれば、3気圧のプロパンガス中で各々1.49 mm、0.71 mmと非常に短く、また、陽子とトリトンは反応点から互いに反対の方向(180°方向)に進行するので、飛程の和の2.2 mm以内の短い範囲内に一直線上に高密度で初期電子が発生する。一方、単一電子雪崩の拡散半径は0.1 mm程度以上あると推定される[7,8]ので、陽子とトリトンの飛跡が計数管の陽極線方向に対して小さい角度で生成された時、各々の初期電子によって形成される電子雪崩が個々の電子雪崩の拡散半径内に重畳してあたかも単一初期電子による1個の電子雪崩のようになり、総イオン数が 10^6 程度でも容易にガス増倍の飽和が引き起こされるものと考えられる。

図 5によれば、エネルギー分解能は印加電圧3.2 kVで最良になり、印加電圧の減少、増加の双方で劣化が見られるが、前者は、印加電圧が低下するとガス増倍度が低下し、相対的に信号が小さくなる結果 S/N比が低下するためと考えられ、また、後者は、印加電圧の増加によりガス増倍度に飽和が生じるが、飽和の程度が飛跡の方向によって異なるため波高の不揃いが生じてピークの形が崩れ、さらに、この波高の不揃いが印加電圧の増加、すなわち、ガス増倍度の増加によって助長されるためと考えられる。

ガス増倍度の飽和の開始は、初期電子の生成範囲(荷電粒子の飛程)が数mm以下ならば電子雪崩中の総イオン数で決まると考えられるので、この場合、陽子のエネルギーが大きいほど低い印加電圧でガス増倍度の飽和が始まると考えられる。本スペクトロメーターが対象とする中性子エネルギー領域では、1 MeV以下の陽子によって生じた初期電子によってパルスが形成される。一方、 ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応では、573 keVの陽子と191 keVのトリトンにより直線状の飛跡の上に生じた初期電子によってパルスが形成され、図 4の波高分布に見られるようなピークが形成される。陽子とトリトンのエネルギーの和764 keVは本スペクトロメーターが対象

とする中性子エネルギーの上限に近いので、 ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応による764 keVのエネルギー分解能が最良となる印加電圧3.2 kVを最適動作電圧と決定し、以後の実験はすべて反跳陽子計数管の印加電圧3.2 kVで行なった。

3.2.2. γ 線成分の波形弁別除去

中性子場には多かれ少なかれ必ず γ 線が共存するので、比例計数管のように γ 線に対しても有感な検出器を使用する場合には、出力信号に含まれる γ 線成分を何らかの方法で分離・除去する必要がある。

γ 線成分を分離・除去する最も簡単な方法は、3.3節で述べる波高弁別法である。製作したプロパン反跳陽子比例計数管の場合、管壁で γ 線が相互作用し、その結果管壁に垂直（半径方向）に2次電子が放出された場合、最大約170 keVのエネルギー吸収となる。計数管に付与される γ 線起源の2次電子のエネルギーはこれより多いことも少ないことも有り得るが、いずれにしても測定対象中性子エネルギー範囲と重なっているため、本計数管では吸収エネルギーに比例した波高で中性子と γ 線を分離することは不可能である。

一方、本計数管では、反跳陽子の飛程が上限エネルギーの1 MeVでも約3 mmと極めて短く、これに対し、30 keV程度より大きいエネルギーをもつ2次電子の飛程は3 mmより長くなる（2次電子のエネルギー170 keVの時、飛程5.2 cm）ので、 γ 線によって主として計数管壁から放出される2次電子が生成する初期電離は反跳陽子が生成する初期電離に比べ計数管の半径方向に広がった分布を持ち、このため計数管出力パルスの立上り時間が長くなりがちである。従って、計数管出力パルスの立上り時間の違いを利用する波形弁別法を使えば、計数管出力信号に含まれる γ 線成分の除去が可能と考えられる。

図 7は、プロパン計数管出力（前置増幅器出力）信号パルスの波形を変えないで増幅した後、パルス立上り時間－波高変換器(Rise Time-to-Height Converter)を使用してパルス立上り時間分布を測定した結果である。図 7(a)は、厚さ10 cmのポリエチレンブロックで覆った ${}^{252}\text{Cf}$ 中性子源を熱中性子源として用いた場合、図 7(b)は、 ${}^{60}\text{Co}$ γ 線源を使用した場合の結果であるが、後者ではパルス立上り時間が0～5 μs にわたり広く分布しているのに対し、前者では1 μs 付近に鋭く集中していることが分かる。このパルス立上り時間分布曲線に見られるピークは、中性子により生成された飛程の短い陽子とトリトンが引き起こしたパルスによると考えられる。

3.2 kV

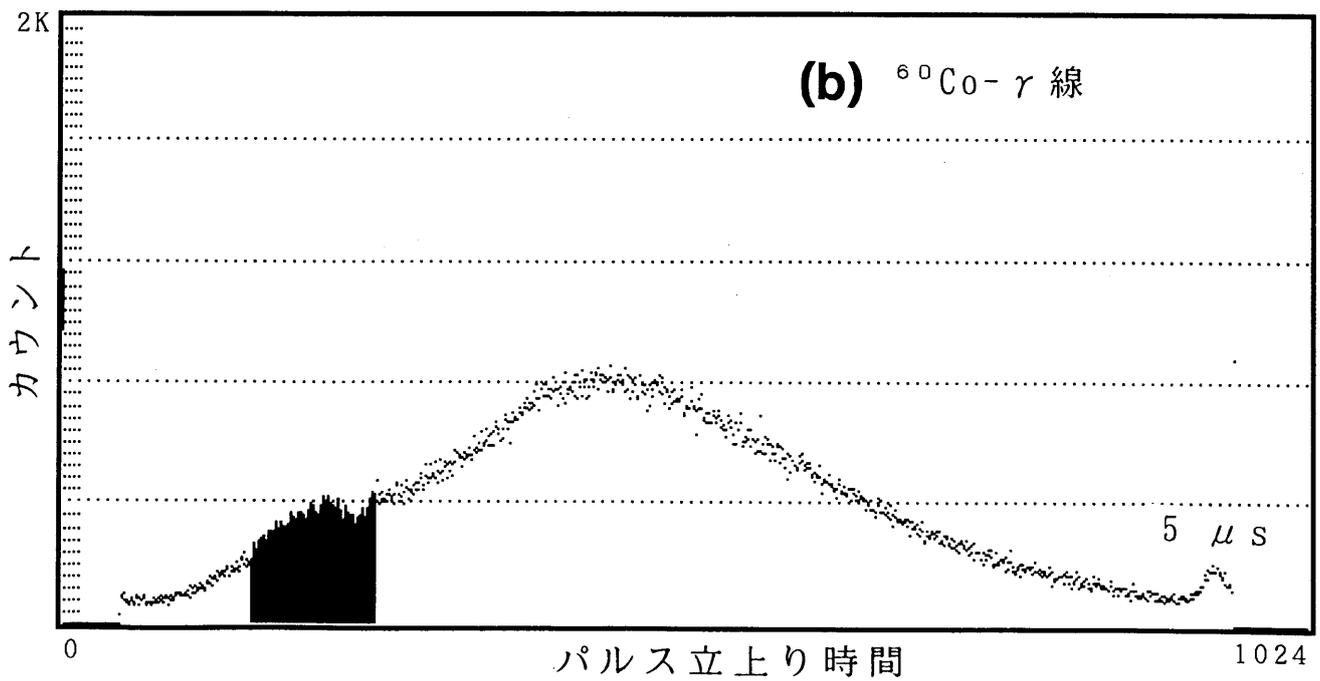
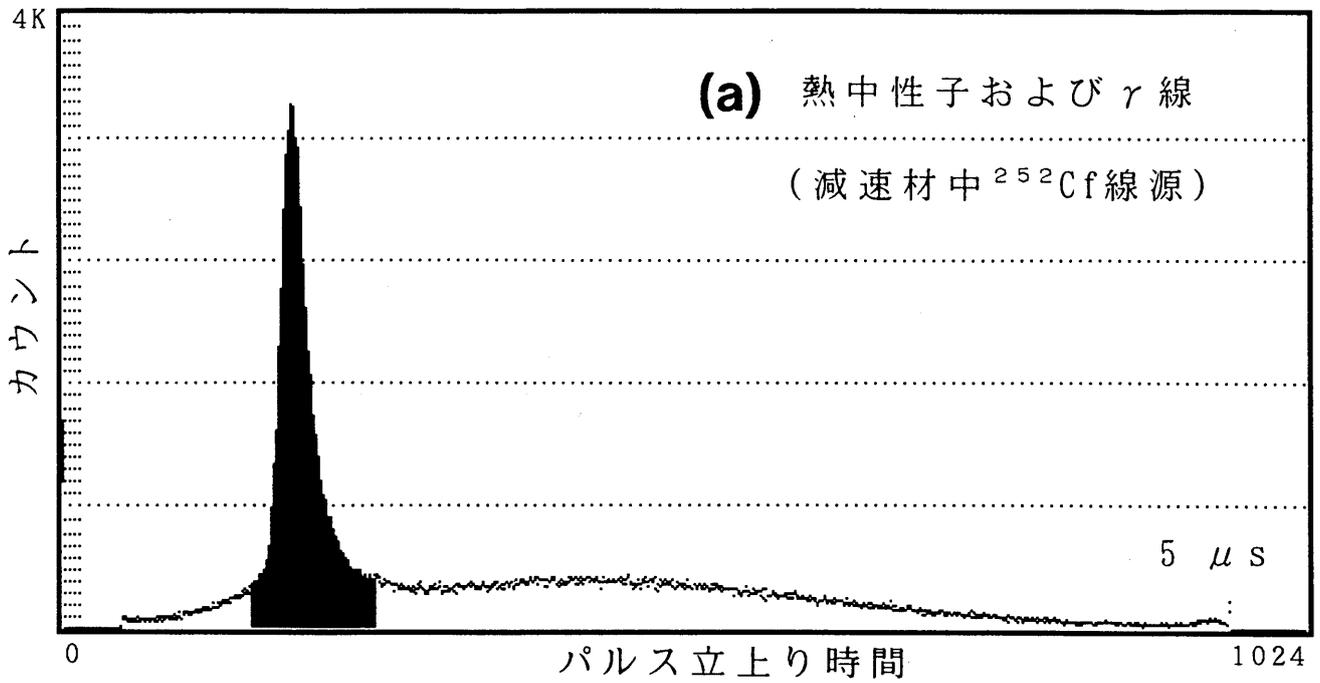


図 7 反跳陽子計数管出力パルスの立上り時間分布
黒く塗りつぶした部分にゲートをかけて γ 線の波形弁別除去を行った

前節で述べたように、陽子とトリトンの飛程の和は2.2 mmと計算され、1 MeVの陽子の飛程約3 mmとほぼ同一である。図 7(a)で、ピークの低波高側の端はパルスの形成に最小限必要な時間、すなわち、計数管の軸にほぼ平行に生成された初期電子群が一斉に陽極線に到達し、電子雪崩を形成してパルスを発生するのに必要な時間と考えられる。また、初期電子が計数管の軸に垂直に生成された場合でも、電子の陽極線上到達時間差は、4.2.節に述べる方法で計算すると、最大でも0.5 μ s程度にしかならないので、1 MeV以下の陽子により生成するパルスの立上り時間はすべて1 μ s付近に集中すると考えてよい。従って、図 7(a)のように、計数管出力信号のうちパルス立上り時間が1 μ s付近のものだけにゲートをかけて選別すれば、中性子成分についてはほぼ100%通し、大半の γ 線成分については除去することが可能と考えられる。なお、図 7(a)で、これよりさらに短い立上り時間をもつパルスも多少存在しているが、これはノイズ等によると考えられる（パルス波高が非常に大きいため飽和して見かけ上パルス立上り時間が短く観測されるものは、波形分析されないように波高の上限が設定してある）ので、ゲート範囲から除外した。

図 8は、前述の熱中性子源を用いて得たプロパン計数管出力パルスの波高分布で、(a)は波形弁別による γ 線除去を行わなかった場合、(b)は、上述したようにパルス立上り時間分布におけるピークの部分にゲートをかけ、この範囲の立上り時間をもつパルスに対してのみ波高分布測定を実施した場合である。図 8(b)では、波形弁別により、 γ 線による低い波高成分が大きく減少し、中性子による764 keVのピークが明瞭になっている。

図 9は、 ^{60}Co γ 線を用いて得たプロパン計数管出力パルスの波高分布で、(a)は波形弁別による γ 線除去を行わなかった場合、(b)はパルス立上り時間分布におけるピークの部分にゲートをかいた場合である。図 9(b)によれば、波形弁別により400 keV程度以上の γ 線成分がほとんど見られなくなり、代わって宇宙線起源のバックグラウンド中性子が減速され、熱中性子成分として764 keVの位置に小さいピークを形成する様子が見られる。波形弁別の結果、 ^{60}Co γ 線に対しては全体で95%の γ 線除去率が得られた。また、図 9(b)では、波高分布が図 9(a)と同じように波高と共に単調減少となり、ピークのある分布にならなかったことから、極短飛程電子により生成されたパルスも測定範囲内に入り、従って、図 7(a)に示したパルス立上り時間ゲートの設定において、ゲートの下限を設定したことに誤りのなかったことが証明される。

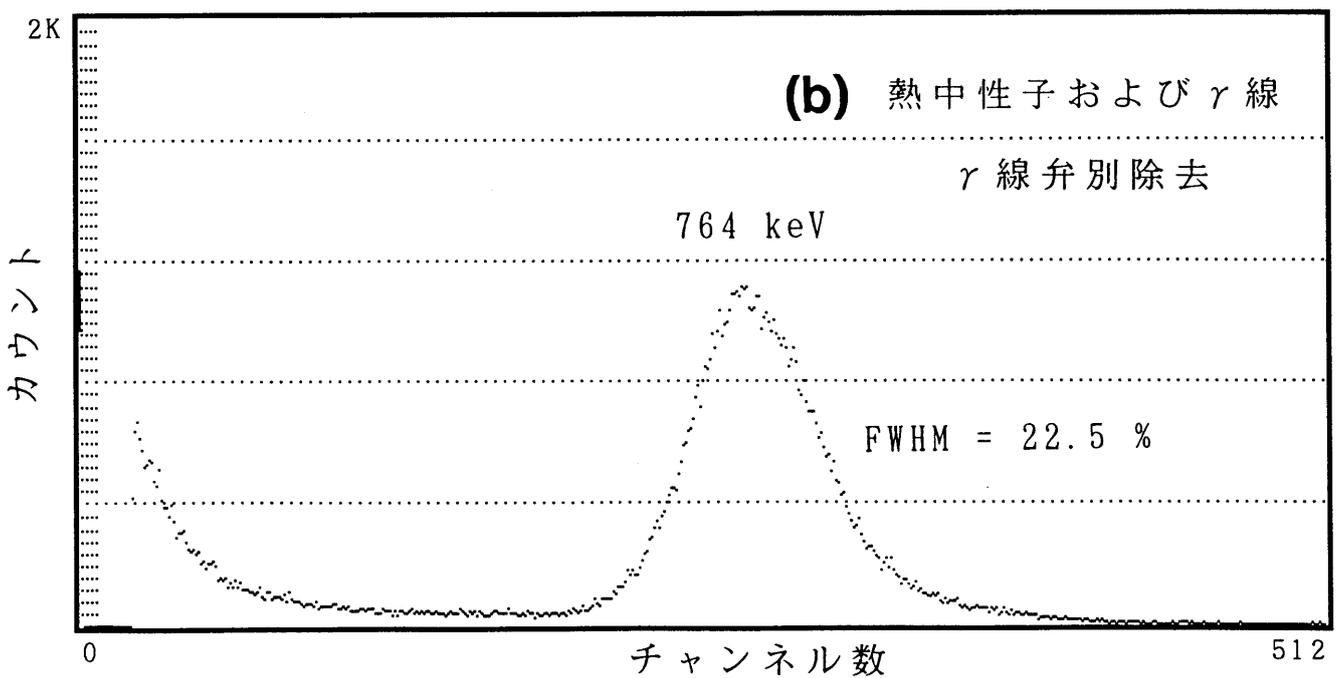
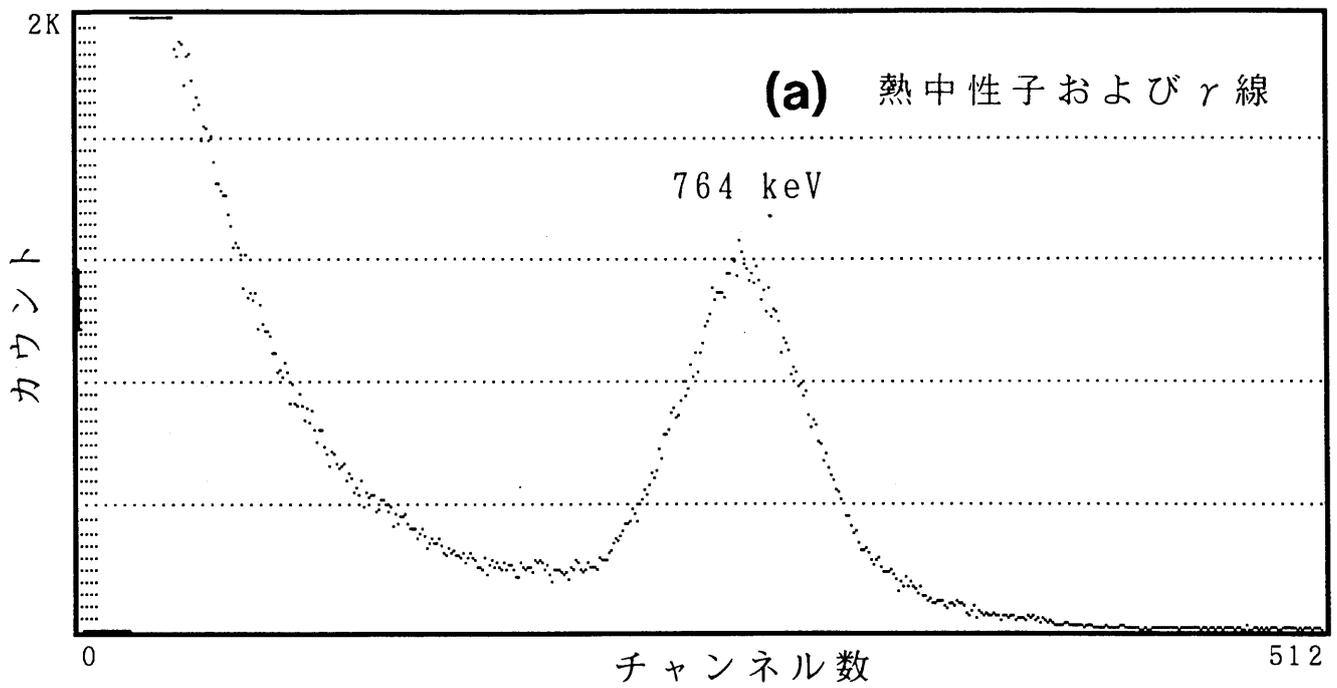


図 8 反跳陽子計数管の熱中性子と γ 線によるパルス波高分布

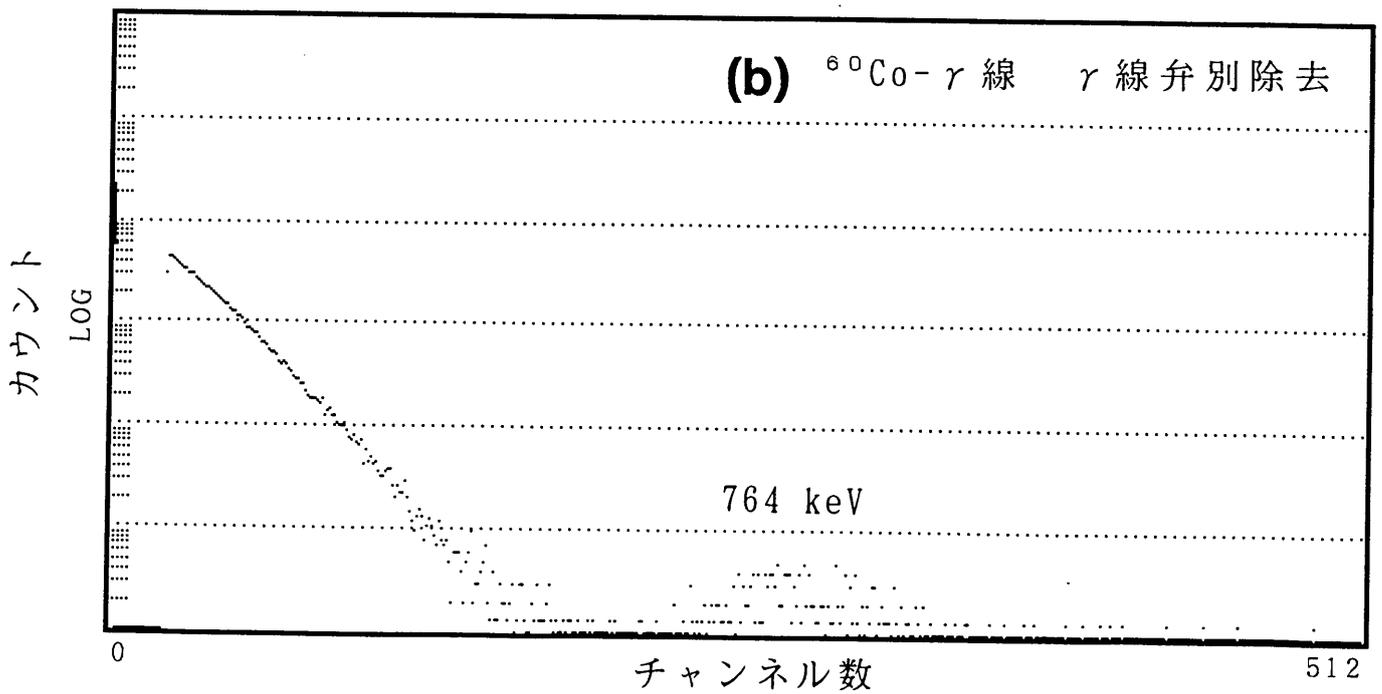
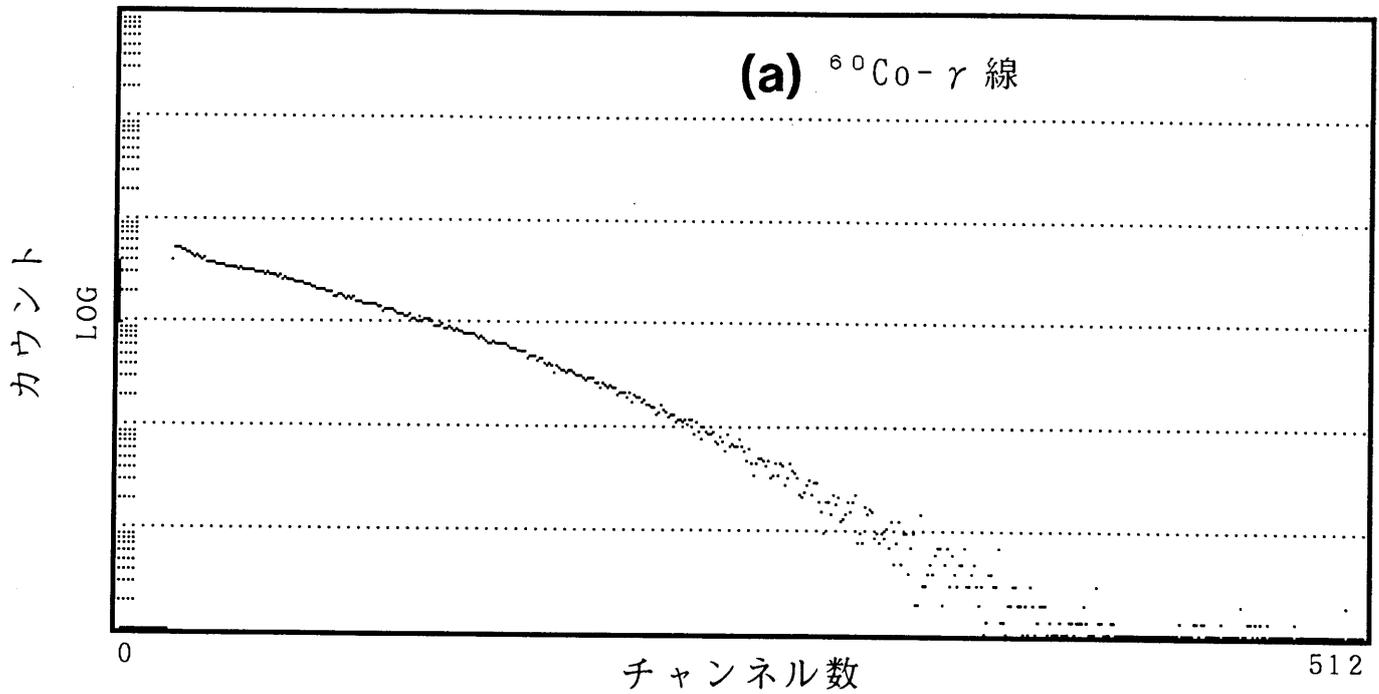


図 9 反跳陽子計数管の ^{60}Co γ 線によるパルス波高分布

3.3. ^3He 中性子捕獲計数管の動作特性 - γ 線成分の波高弁別除去

製作した反跳陽子計数管の中心軸上に組み込む ^3He 計数管としては、市販の標準規格品(Reuter-Stokes社製 RS-P4-0810-220)を使用した。この計数管は、仕様書によれば、外径25.4 mm、有効長254 mmで、管壁はステンレス鋼でつくられ、内部に ^3He に CO_2 を添加したガスが9.4気圧(0°C換算)の高圧力で封入されている。

反跳陽子計数管内における中性子の水素による弾性散乱は等方的に起こる[9]ため、中性子が1回の散乱で水素原子核(陽子)を前方にはじき出し、そのエネルギーをすべて失って熱中性子になる確率は極めて小さくほとんど零に等しい。

3.2.1.節で述べたように、反跳陽子計数管のエネルギー分解能は764 keVの陽子に対し22.5%(半値幅で170 keV)と良くないので、散乱後の中性子が、エネルギーが散乱前の10%程度残っている状態で ^3He 計数管に捕獲されても何等問題はない。本スペクトロメーターにおいて、測定対象中性子エネルギーの下限を10 keVとしたので、反跳陽子計数管での散乱後、1 keV程度以下の残留エネルギーをもつ中性子はすべて ^3He 計数管で捕獲の対象とすれば良いことになる。

^3He を1気圧で充填した場合、 ^3He の中性子捕獲反応に対する中性子の平均自由行程は0.025 eVの熱中性子に対して6.98 cmで、中性子のエネルギーが増加すると中性子速度に比例して平均自由行程が長くなるので、通常の大サイズの計数管ではほとんど熱中性子に対してしか十分な検出効率をもち得ない。一方、一定のエネルギーの中性子に対し、中性子捕獲確率は ^3He の充填圧力が高いほど高くなる。

表 2 ^3He を9.4気圧で充填した計数管中における
中性子捕獲に対する中性子の平均自由行程

中性子エネルギー[eV]	平均自由行程[cm]
0.0253	0.743
1	4.67
10	14.8
100	46.7

表 2に、9.4気圧で充填された ^3He 計数管の中性子捕獲に対する中性子の平均自由行程を示す。表 2によれば、 ^3He を9.4気圧の高気圧で充填しても、本研究で使

用した直径2.54 cmの計数管では、数eV程度にまで減速された中性子に対してしか十分な検出効率をもち得ないことが分かる。そこで、1 keV程度の高い残留エネルギーを有する中性子に対しても、 ^3He 計数管で検出することを可能にするために、反跳陽子計数管と ^3He 計数管の間に適当な厚さのポリエチレン減速材を挿入することを考案した。表3に、ポリエチレン減速材中における水素による弾性散乱に対する中性子の平均自由行程を示す。中性子は水素原子核との1回の弾性散乱でエネルギーが平均して散乱前の1/2に低下するので、中性子エネルギーが1 keVから1 eV程度まで低下するのに平均10回程度水素と弾性散乱することが必要である。表3によれば、中性子の平均自由行程は中性子エネルギーに強く依存しないので、ポリエチレン減速材の厚みを中性子の平均自由行程に比べ厚くし過ぎると、1 keVより高い残留エネルギーを持つ中性子も十分に減速され、 ^3He 計数管で検出されるようになるので好ましくない。2つの計数管の間に挿入するポリエチレン減速材の厚みは、減速材中への中性子の斜め入射や、 ^3He 計数管を透過して反対側で反射されるものがあることなどを考慮すると、100 keV以下の中性子に対する平均自由行程の1~2倍程度が適当と考えられたので、表3から1.2 cmとした。

表3 ポリエチレン減速材中における水素による弾性散乱
に対する中性子の平均自由行程

中性子エネルギー [keV]	平均自由行程 [cm]
0.1	0.63
1	0.64
10	0.67
100	1.01

本研究で使用した ^3He 計数管に ^{252}Cf 中性子源の周囲を厚さ10 cmのポリエチレンブロックで覆った簡易熱中性子源を隣接して置き、波高分布を測定すると、図10に示したような764 keVに対応した波高値に鋭いピークを持つ分布が得られた。このピークの分解能は計数管印加電圧が1.3 kV付近で最も良く、従って、1.3 kVをこの計数管の動作電圧と決定した。この計数管においては、図10に見られるように、 γ 線によるパルス波高は中性子によるパルス波高に比べて著しく小さく、

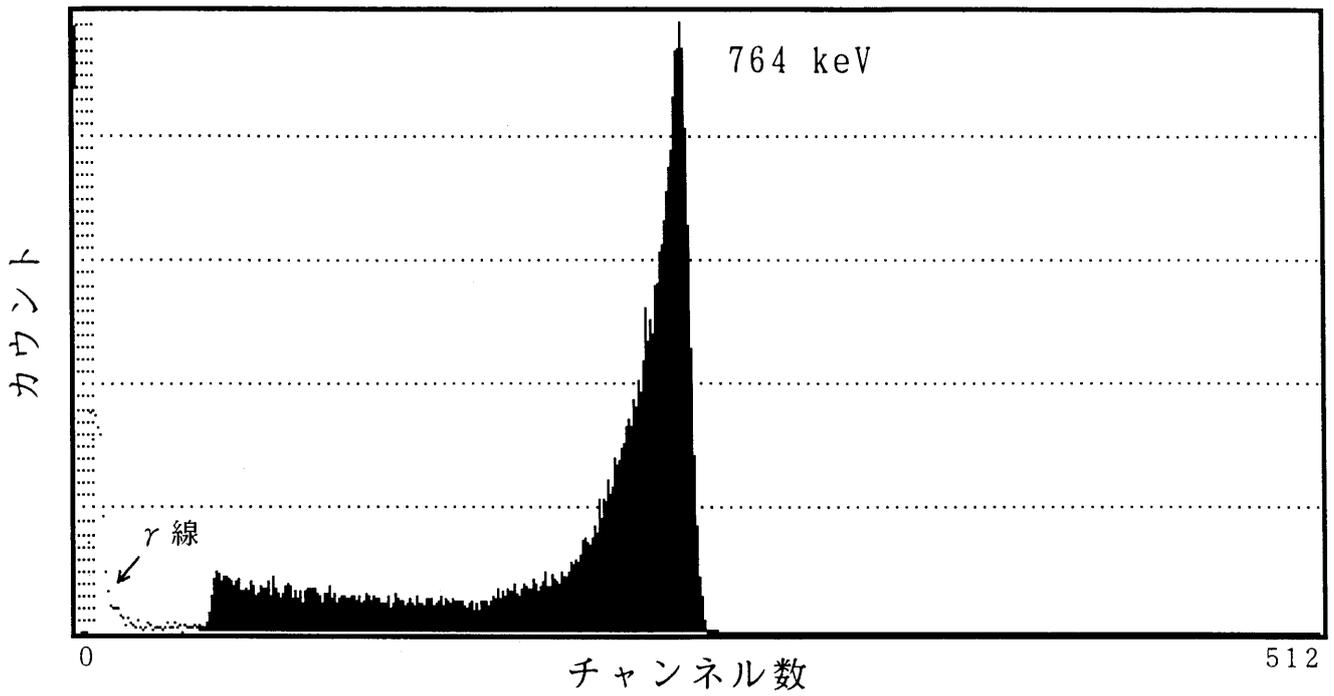


図10 ^3He 計数管の熱中性子と γ 線によるパルス波高分布
 黒く塗りつぶした部分にゲートをかけて γ 線の波高弁別除去を行った

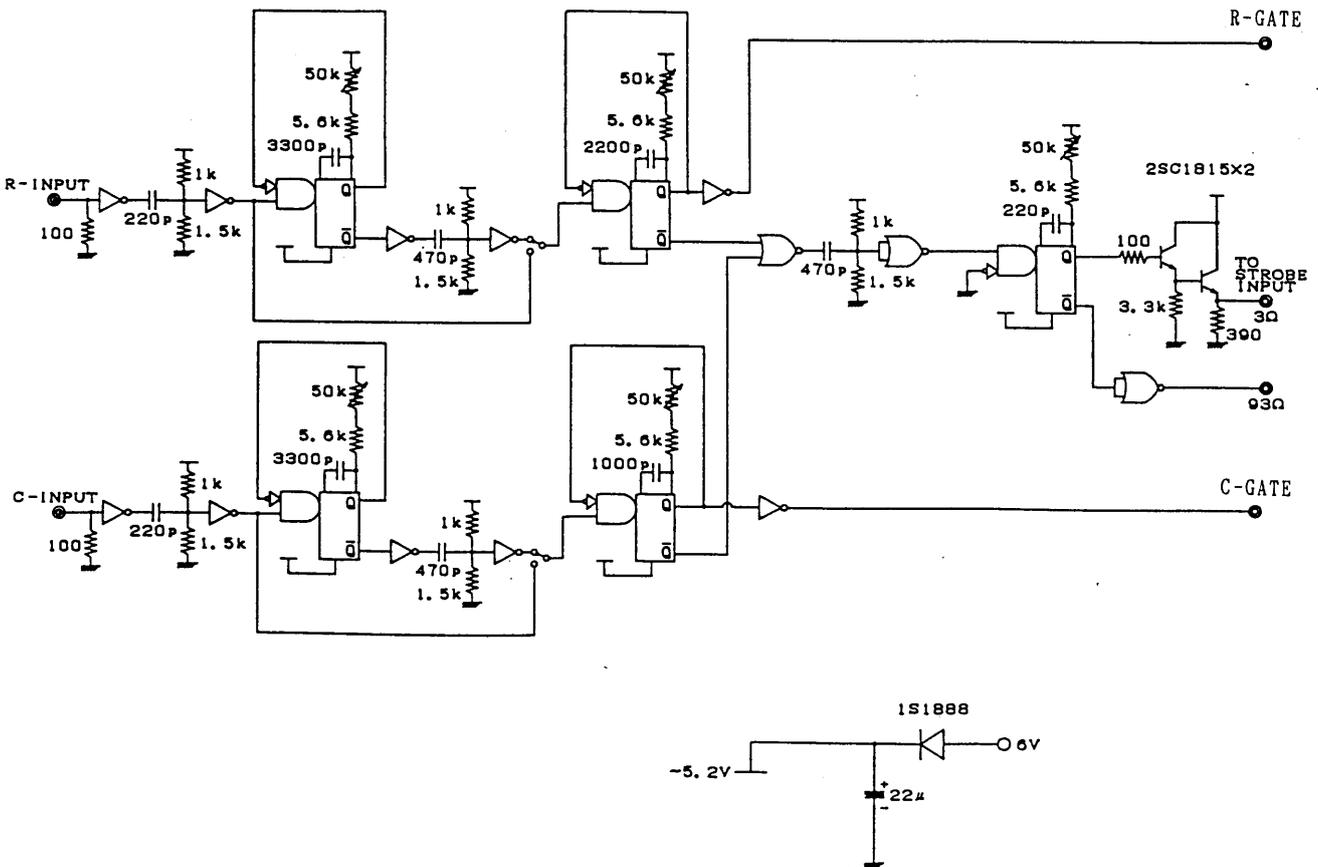


図11 信号処理回路

両者良く分離されている。図10で示した範囲の波高を持つパルスを選択すれば、 γ 線成分をほとんど100%完全に除去でき、中性子成分だけを選択できると考えられるので、 ^3He 計数管では、図10で示した範囲の波高をもつパルスだけを選別する方法（波高弁別法）を採用した。この場合、選択するパルス波高の下限のみならず上限も設定したことで、大きい残留エネルギーをもって捕獲された中性子によるパルス成分も除去することができる。

4. 信号処理回路の製作とエレクトロニクスの調整

4.1. 信号処理回路の製作

本スペクトロメーターでは、中性子が2重計数管外側のプロパン計数管に入射し、含有水素原子核との弾性散乱により大きくエネルギーを失ったものが内側の ^3He 計数管に入射して、ここで捕獲されたときプロパン計数管出力パルスの波高分析を行なう方法を採用している。このため、プロパン計数管と ^3He 計数管の出力信号の間で遅延同時計数をとる必要がある。

図11に、今回製作した、遅延同時計数を得るためのロジック信号処理回路を示す。回路は、パルス遅延回路(Delay Generator)、同時計数入力ゲート幅設定回路(Gate Generator)、同時計数(Coincidence)回路の3段から成り立っている。プロパン計数管出力パルス信号は、 γ 線成分の波形弁別除去後ロジック信号に整形され、また、 ^3He 計数管からの出力パルス信号は、 γ 線成分の波高弁別除去後同様にロジック信号に整形されて、それぞれ図11のR-INPUT、C-INPUTに入力する。回路初段のパルス遅延回路は、R-INPUT、C-INPUTに到達する信号の時間差を調整し、次段の同時計数入力ゲート信号の発生時間を任意に設定するため設けてある。同時計数入力ゲート幅は次段で設定され、プロパン計数管（以下R系という）では5.0~50 μs に、また、 ^3He 計数管（以下C系という）では5 μs 付近のパルス幅に設定できるようにした。同時計数出力信号は2 μs の一定のパルス幅に設定した後、エミッタホロワを介して低インピーダンスで出力させた。

4.2. 中性子捕獲信号の時間分布と最適同時計数入力ゲート幅

本スペクトロメーターでは、前節で述べたようにプロパン計数管と ^3He 計数管の出力信号の間で同時計数をとるので、同時計数を効率よく行うためには、信号相互の発生時間関係を正確に知る必要がある。

^{252}Cf 速中性子源を用いて、反跳陽子信号に伴う中性子捕獲信号発生が遅れ時間分布を測定した。図11の回路で、同時計数入力ゲート幅をR系とC系共に $5\mu\text{s}$ で一定とし、プロパン計数管と ^3He 計数管に同時に出力信号が発生したとき、同時に同時計数入力ゲート信号を発生するようR系とC系のパルス遅延時間を調整した。次に、同時計数入力信号のうち、R系信号をC系信号に対して順次時間的にずらしながら同時計数率を測定した。図12は、各時間差における同時計数率の測定値から、時間差に依存せず一定の偶然同時計数分を差し引いた、真の同時計数率の時間分布を示している。図12は、R系信号をC系に対し約 $7\mu\text{s}$ 遅らせた時、真の同時計数率が最大になることを示しており、このことから、 ^3He 計数管による中性子捕獲がプロパン計数管での水素原子核による弾性散乱後約 $7\mu\text{s}$ 遅れて生じる場合が最も多いことが分かる。

図13は、計数管中10 cmの距離を中性子が飛行した時の中性子飛行時間を中性子エネルギーの関数として表したものである。3.3.節で述べたように、本研究で用いた ^3He 計数管は、プロパン計数管（および、ポリエチレン管減速材）中での散乱により10 eV程度以下にまでエネルギーを失った中性子に対してしか十分な検出効率をもち得ない。例えば、1 eVの中性子がプロパン計数管中の弾性散乱発生点から ^3He 計数管中の中性子捕獲発生点までの代表的な距離10 cm間を飛行したとすると、中性子捕獲は弾性散乱後約 $7\mu\text{s}$ 遅れて発生することになり、図13のピークの時間差にほぼ一致する。

図12によれば、R系とC系の両信号の時間差が零でも同時計数率が零にならないが、その理由は、比例計数管におけるパルス形成時間の揺らぎから次のように説明される。今、図14に示すように、入射中性子がプロパン計数管の内壁付近で弾性散乱し、続いて ^3He 計数管で捕獲された場合を考える。プロパン計数管中における反跳陽子の飛程は1 MeVの陽子に対しても3.2 mmと、計数管の大きさに比べて非常に短いので、反跳陽子による初期電離は実質的に一点で生じると考えて良い。比例計数管における出力パルスは、初期電子が電場に沿って陽極まで移動し、電子雪崩を形成して始めて生じるので、図14の場合、中性子が弾性散乱してからパルスを生じるまで、初期電子群の移動に時間がかかることになる。

3.1.1.節で述べたように、反跳陽子比例計数管は直径5.2 cmの6本の独立した円筒計数管の集まりとみなせるので、計数管内の電場を図14に示すような円筒電場で近似し、電子の陽極までの移動時間を計算する。陽極線半径を a 、等価的な陰極半径を c 、陽極中心軸から電子群までの距離を r 、電子の移動速度を u と

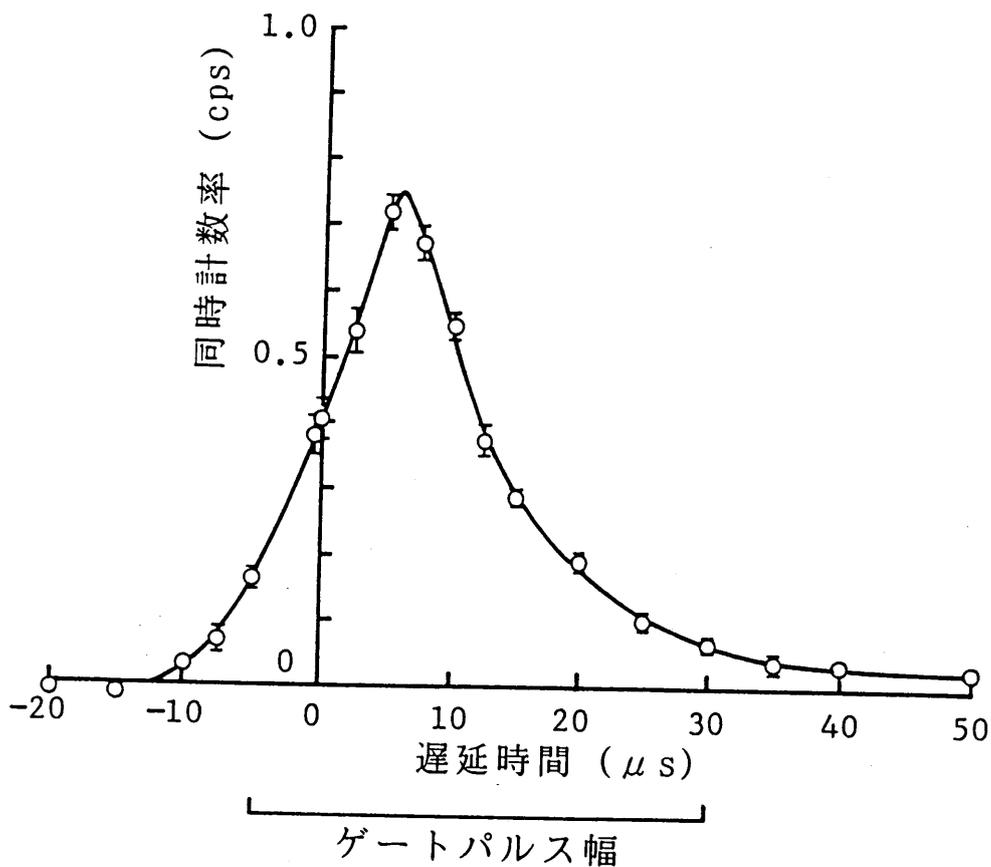


図12 同時計数率分布
ポリエチレン管減速材を使用して測定

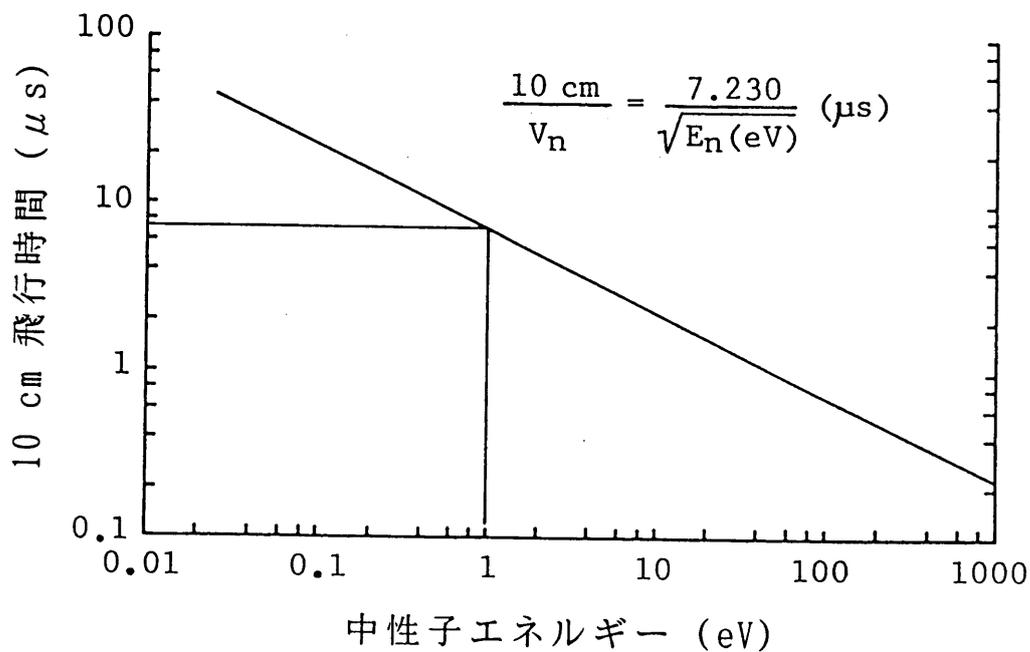


図13 中性子による10 cm飛行時間の中性子エネルギー依存性

すると、電子の移動時間の最大値 T_e は

$$T_e = \int_a^c dr / u_e \quad (5)$$

で表される。電場の大きさを X 、プロパンガスの圧力を P としたとき、 $X/P \leq 0.25$ (kV/cm/atm) では u_e は X/P に比例することが知られており [8]、このとき電子の移動度を μ_e とすると、 $\mu_e = 7.5 \{(\text{cm}/\mu\text{s}) / (\text{kV}/\text{cm}/\text{atm})\}$ [8] である。 $X/P \leq 0.25$ (kV/cm/atm) の成り立つ陽極線からの距離を b とおくと、 $b = 0.54$ cm となり、このとき (5) 式は

$$T_e = \int_b^c dr / \{\mu_e (X/P)\} + (1/w_e) \int_a^b dr \quad (6)$$

のようになる。ここで、 w_e は $r > 0.54$ cm における u_e の平均値であるが、 $X/P > 0.25$ (kV/cm/atm) において、 u_e の値は次第に飽和し一定値に近づく [8]。 T_e の値の上限は w_e として $r = b$ における u_e の値を用いた場合で、この時 (6) 式から

$$T_e < 3.19 \mu\text{s} + 0.27 \mu\text{s} = 3.5 \mu\text{s}$$

が得られる。すなわち、図14のような場合には、中性子が反跳陽子を発生してからパルス形成するまでに $3.5 \mu\text{s}$ ほど時間がかかることになる。

図14のように中性子の飛行距離が短い場合で、 ^3He 計数管で中性子が捕獲されると直ちに ^3He 計数管の出力信号が形成される場合には、中性子の反応順序とは逆に、 ^3He 計数管からの出力信号の方がプロパン計数管出力信号より早く形成されるので、図12に示されたように、負の時間差でも同時計数が存在することになる。図12によれば、同時計数はおよそ $-10 \mu\text{s}$ まで存在しているが、これは同時計数入力ゲートパルス幅が $5 \mu\text{s}$ と長いための見かけ上のことで、実際にはこれより $5 \mu\text{s}$ 少ない約 $-5 \mu\text{s}$ までしか同時計数は存在しない。図14の場合よりさらに電場の弱い場所で初期電子が生成されることもあり、その場合には、先に計算した T_e の値より電子の移動時間が若干長くなり得るので、 ^3He 計数管出力信号がプロパン計数管出力信号より最大 $5 \mu\text{s}$ 程度早くなることは上の議論で説明可能と考えられる。

図12で、R系信号を $50 \mu\text{s}$ 遅らせても同時計数率は零にならず、中性子の捕獲信号の発生に非常に長い遅れの存在することが分かるが、これは、測定時プロパン計数管と ^3He 計数管の間に厚さ12mmのポリエチレン管を挿入しているため、ここで熱化した中性子の拡散によるものと考えられる。ポリエチレン管を除去すると、5.2.2.節で述べるように長い時間差成分は観測されなくなった。

C系の同時計数入力ゲート幅を $5 \mu\text{s}$ にしたとき、R系のそれを図12に示すように $35 \mu\text{s}$ とし、R系ゲート信号の発生時間をC系のそれより $5 \mu\text{s}$ 早めると、計数管の間にポリエチレン管が挿入されている場合でも、90%以上の確率で真の同時計

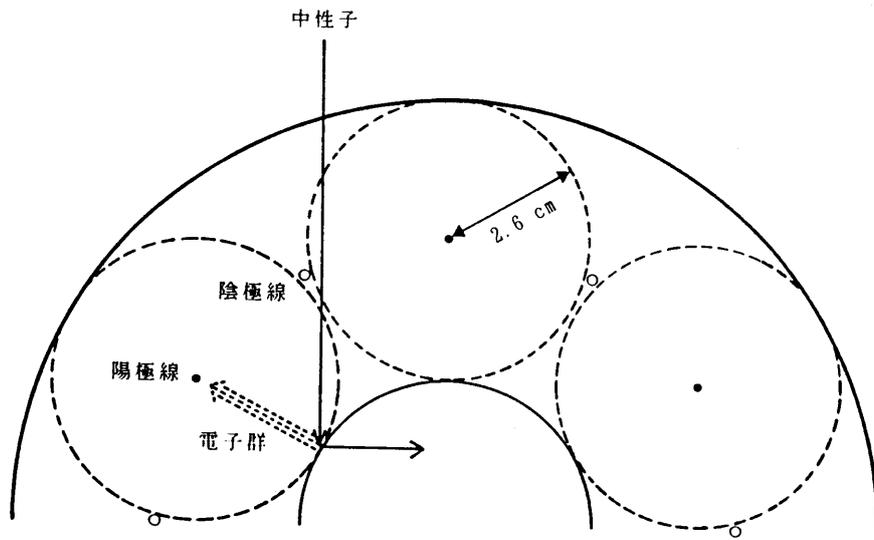


図14 反跳陽子計数管出力信号の発生が遅れのメカニズム

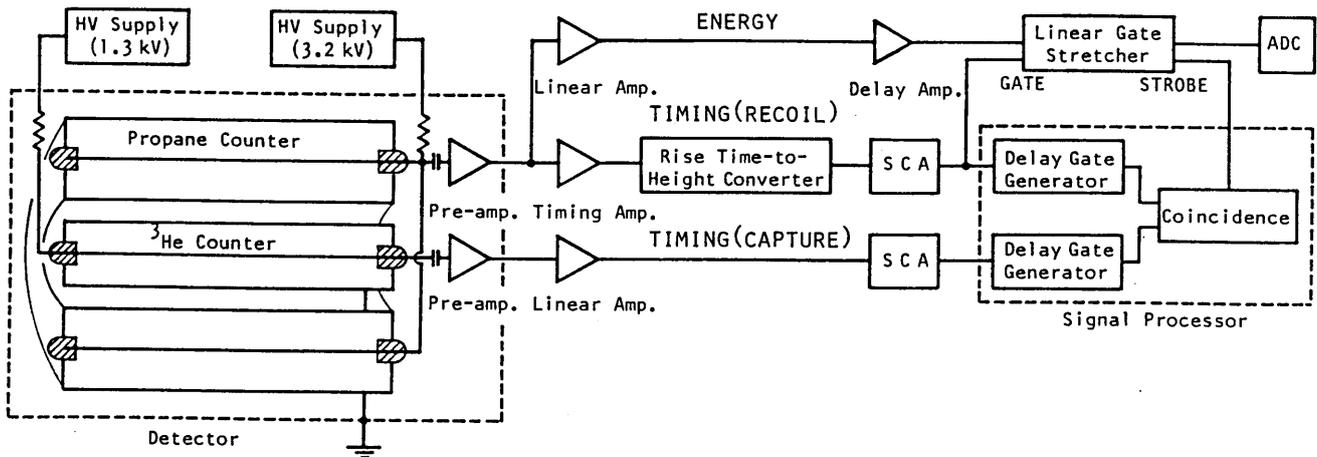


図15 エレクトロニクス構成

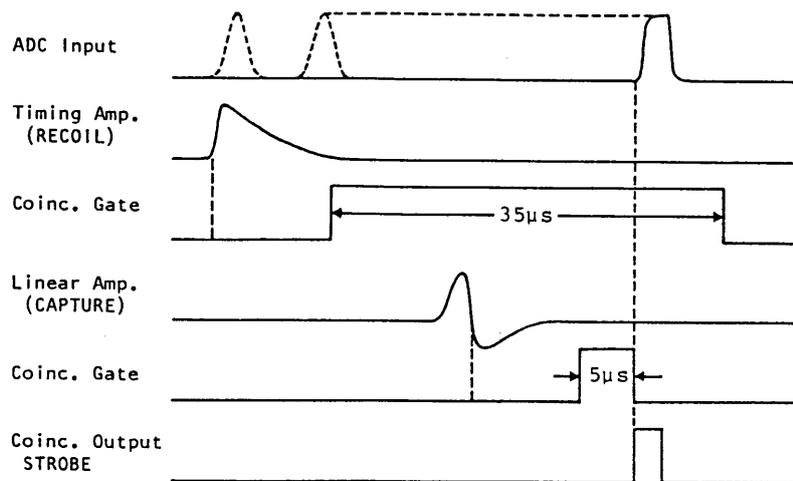


図16 エレクトロニクス系各部の信号波形とタイミング

数を得ることが可能になるので、これを最適同時計数入力ゲートパルス条件とし、以後、信号処理回路はこの条件に設定した。

4.3. エレクトロニクスの構成

図15にエレクトロニクス系全体の構成を、また、図16にエレクトロニクス系の各部の信号波形とタイミングの概略を示す。プロパン計数管からの出力パルスは、3.1.3.節で述べた電荷有感型前置増幅器出力において、エネルギー系とタイミング系の2つの信号系に分割される。このうち、エネルギー系信号は時定数 $2\mu\text{s}$ のガウシアン波形整形方式リニアアンプ(NAIG E-511)で増幅し、ディレイアンプ(ORTEC 427A)で波高と波形を出力間で一定に保持したまま、 $4.75\mu\text{s}$ 遅らせてリニアゲートストレッチャー(ORTEC 542)に輸入する。リニアゲートストレッチャーでは、タイミング系からのゲート信号が輸入され、ゲートが開かれたときのみリニア入力信号の波高値が保持される。さらに、その後タイミング系からの同時計数信号がリニアゲートストレッチャーのストロブ入力端子に到達したとき、保持されているリニア入力信号波高値が次段のアナログデジタル変換器(ADC)に送られ、波高分析されるよう設定した。

プロパン計数管出力信号のうちタイミング系信号は、タイミングアンプ(ORTEC 474)で前置増幅器出力波形を変えないで増幅した後、パルス立上り時間-波高変換器と次段のシングルチャンネルアナライザにより、3.2.2.節で述べた方法によって γ 線成分を除去し中性子成分を選別する。この信号は4.1.節で述べた信号処理回路の同時計数ゲート信号として用いるほか、上に述べたように、リニアゲートストレッチャーのゲート信号として用いることにより、 γ 線によるリニア入力信号が長時間(最大 $50\mu\text{s}$)保持され、偶然同時計数で出力されることを極力防いでいる。

^3He 計数管からの出力パルスはタイミング信号としてのみ用いられる。この信号は、前置増幅器から出力された後、時定数 $2\mu\text{s}$ のガウシアン波形整形方式リニアアンプ(NAIG E-511)で増幅され、クロスオーバータイミングをとるため双極性パルス(プロパン計数管エネルギー信号では単極性パルス)に整形される。次に、シングルチャンネルアナライザにより、3.3.節で述べた方法によって、 γ 線成分をほとんど100%波高弁別除去した後、信号処理回路にもう一つの同時計数ゲート信号として入力させた。

同時計数入力ゲート信号は、90%以上の真の同時計数確率を確保するため、4.2.節でのべたように、C系（ ^3He 計数管系）をR系（プロパン計数管系）に対し $5\mu\text{s}$ 遅らせ、パルス幅を、図16に示すように、C系の $5\mu\text{s}$ に対しR系を $35\mu\text{s}$ に設定した。

図15に示したエレクトロニクスの構成と上に述べた各部の調整により、 γ 線成分の波高分布への影響を極力取り除きながら、かつ、動作原理に従ったスペクトロメーターの動作の実現を可能にした。

5. スペクトロメーターのエネルギー応答特性

5.1. 計算機シミュレーション

5.1.1. モンテカルロ計算

本スペクトロメーターでは、単色中性子の入射に対し、波高分布に中性子の全エネルギー吸収に対応した単一ピークが得られることを期待している。単色中性子照射実験に先立ち、対象エネルギー範囲の種々のエネルギーを有する単色中性子に対し、本スペクトロメーターでどのような形の波高分布が得られるか、スペクトロメーターのエネルギー応答特性（応答関数と検出効率）をモンテカルロ法を用いて計算した。

計算機シミュレーションを行う場合、物理現象を完全に再現することは極めて困難であるため、多くの仮定と現象の簡略化が用いられる。本研究において開発した計算コードでは、以下の合理的な仮定と簡略化を用いた。まず、本スペクトロメーターは環境中性子計測を目的としており、そのような場合には、中性子は計数管の側面から入射する場合が大半を占めるので、計算においても中性子の入射方向を計数管の側面方向に設定した。すなわち、

- 1) 中性子は計数管の側面方向から、計数管の中心軸を含む一つの面に垂直に、かつこの面に対して均一に入射する。
- 2) 入射中性子のエネルギーは単一で幅を持たない。
- 3) 中性子は同時に複数個入射することがなく、また、中性子場に共存する γ 線の影響はない。すなわち、偶然同時計数はない。
- 4) 計数管壁での中性子相互作用はない。
- 5) 中性子による核反応は ^1H および ^{12}C による弾性散乱と $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ 反応に限る。
- 6) 中性子の散乱は重心系で等方的である。

- 7) 中性子の運動は古典論的に扱える。
- 8) 標的核は静止している。
- 9) 反跳陽子は全運動エネルギーを計数ガス中で失う。
- 10) プロパン計数管の出力パルス波高は、中性子が水素による弾性散乱で失ったエネルギーに比例する。

核反応断面積データには、日本原子力研究所・核データセンターから入手したJENDLE-3を用い、計算には、名古屋大学大型計算機センターのFACOM M-1800/20システムを使用した。なお、プログラムはFORTRAN77EXで記述した。

5.1.2. アルゴリズムとフローチャート

図17に計算コードのフローチャートを示す。入射中性子はあるエネルギーを与えられて計数管に入射する。この時、計数管中で存在し得る種々の核反応の断面積が決定されるので、これを用いて中性子の反応点を異なる媒質中を飛行する中性子の追跡方法[10]を用いて決定し、次に、反応点において起こった反応の種類を離散型確率変数のサンプリング法[10]により決定する。反応が弾性散乱の場合には、中性子の散乱角と散乱後の中性子エネルギーが決定され、中性子は次の反応点へ飛行を続ける。反応が水素による弾性散乱であったならば、同時に反跳陽子に付与されたエネルギーを計算し、配列に格納する。一個の中性子の追跡は、中性子が計数管体系外へ逸散するか、 ^3He 計数管内で ^3He に捕獲された場合に終了する。 ^3He に捕獲された場合には、それまでに配列に格納された反跳陽子のエネルギーを合計し出力パルス波高として新たに配列に格納し直す。以上の計算を試行する中性子の数だけ行った。

作成した計算コードでは、反跳陽子比例計数管内での炭素の弾性散乱によるパルス波高への寄与分を考慮していない。炭素の弾性散乱による中性子エネルギー損失率は最大でも中性子エネルギーの28%しかないなので、この場合中性子の残留エネルギーが大きくなり、炭素による1回の弾性散乱後 ^3He 計数管で中性子が捕獲されることはほとんど有り得ない。また、炭素イオンは、メタンガス中では同一エネルギーの陽子の約75%の有効電離を生成することが知られている[11]。反跳炭素核によって引き起こされるパルス波高の最大値は、プロパンガス中炭素イオンの有効電離を大きく見積もり、メタンガス中での有効電離と同じであると仮定しても、反跳陽子の場合の約21%にしかならず、多重散乱時においてもパルス波高への寄与は小さいと考えられる。さらに、炭素はプロパン1分子中にお

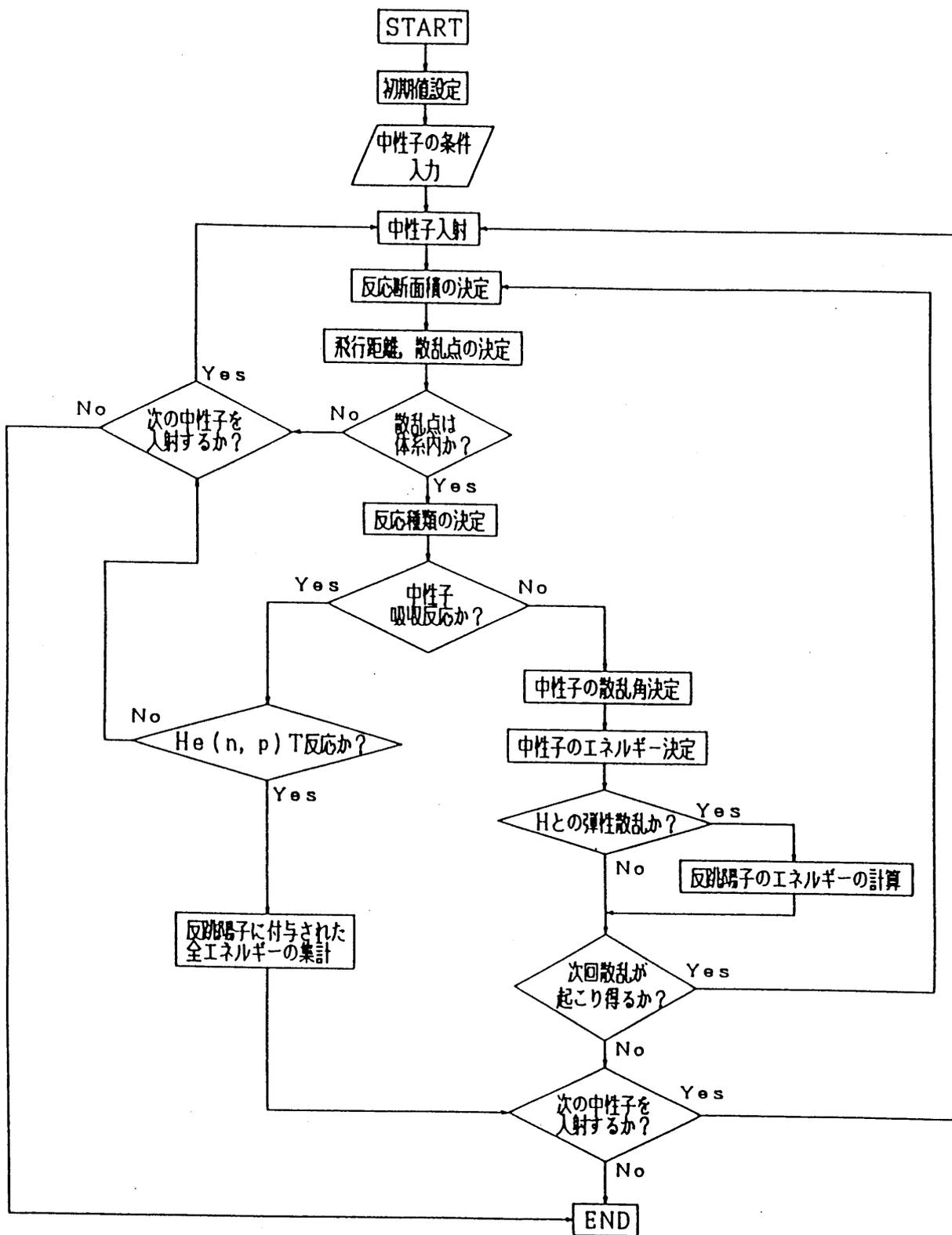


図17 モンテカルロ計算のフローチャート

いて原子数が水素の3/8しかなく、散乱断面積も水素に比べて小さいので、中性子の炭素による弾性散乱確率は水素の場合に比較して1桁程度小さくなり、従って、これらを総合して、計算では反跳炭素核のパルス波高への寄与を考慮する必要がないと判断した。

5.1.3. エネルギー応答関数

前節の計算コードで計算した種々の中性子エネルギーに対する本スペクトロメータの応答関数を図18に示す。図19は、中性子の残留エネルギーを取り除き、検出効率を増加させるために、プロパン計数管と³He計数管の間にポリエチレン管（管の厚さは、計算上の都合上、実際の12 mmよりも多少厚い14.3 mmとした）を挿入した場合について計算した結果である。両図とも、横軸はパルス波高に相当した中性子の損失エネルギー、すなわち反跳陽子エネルギーで、100チャンネルに分割してあり、縦軸は各チャンネル当たりの計数である。計数管のエネルギー分解能は考慮しなかった。

両計数管の間にポリエチレン管を挿入しない図18の場合には、10keVから1 MeVのエネルギー範囲のすべての単色中性子について鋭い全エネルギー吸収ピークが見られる。これは、本スペクトロメータが原理どおりに動作すると、期待された結果が得られることを示している。

両計数管の間にポリエチレン管を挿入した図19の場合には、全エネルギー吸収ピークのほか、エネルギー零においてもこれと同程度の大きさのピークが見られる。さらに、すべてのチャンネルにわたってほぼ一定の大きさで僅かばかりの計数が見られる。チャンネル零におけるピークはポリエチレン管中でほとんど全エネルギーを失った場合に相当し、プロパン計数管中での弾性散乱によるエネルギー損失がほとんどないので、実際には波高分布上ではディスクリレベル以下となり、従って、このピークは生じないはずのものである。すべてのチャンネルにわたって見られる計数は、プロパン計数管中で部分的にエネルギーを失った中性子がポリエチレン管中で減速・熱化され、³He計数管で捕獲され得ることを示しているが、この割合は全エネルギー吸収ピークに比較すれば非常に少なく、図18の波高分布を歪ませるほどではない。図18と図19で、同一中性子エネルギーにおいて全エネルギー吸収ピークの効率を比較すれば、ポリエチレン管を使用した場合には、使用しなかった場合に比較して約1桁高い効率が見られることが分かる。

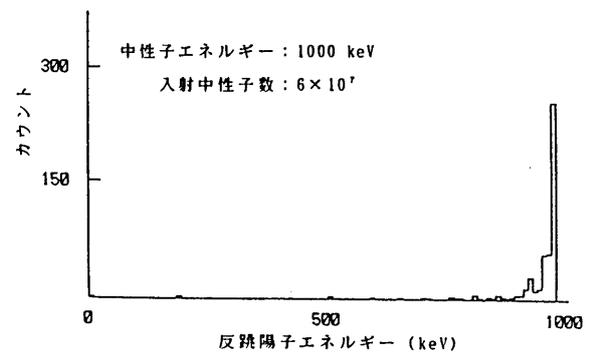
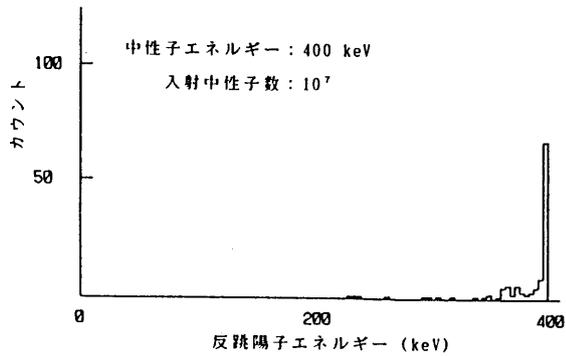
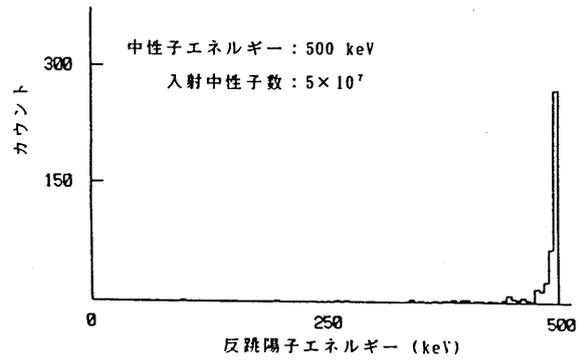
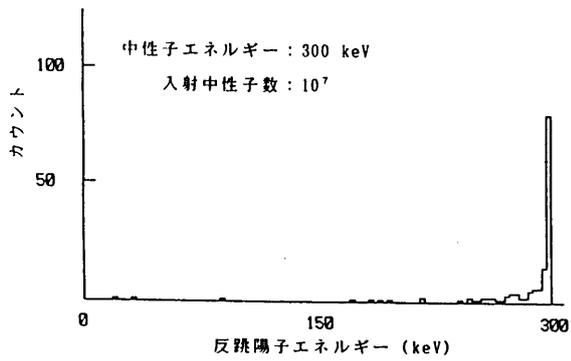
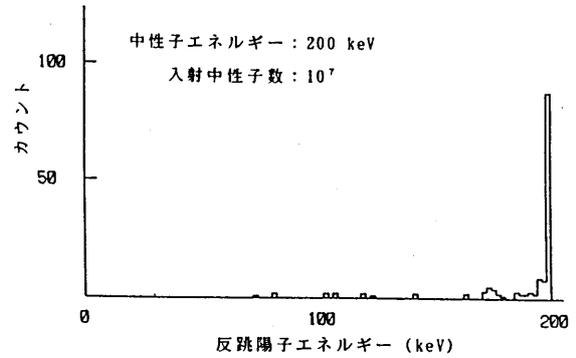
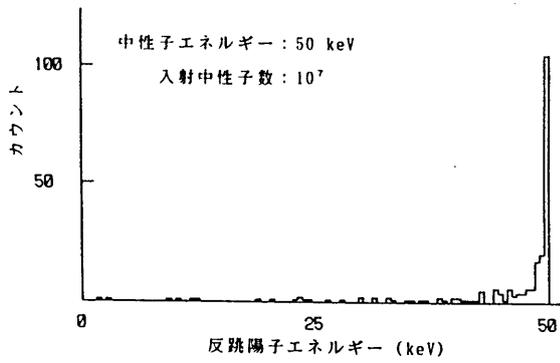
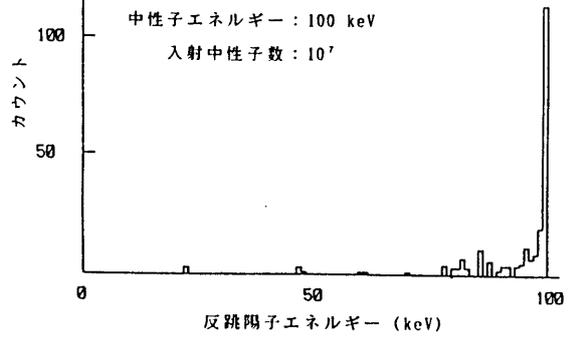
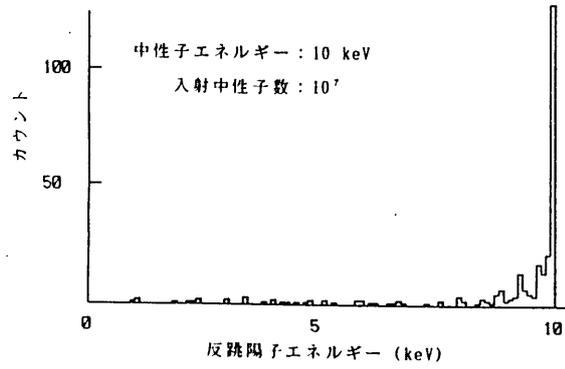


図18 エネルギー応答関数
ポリエチレン管を使用しない場合についてのモンテカルロ計算結果

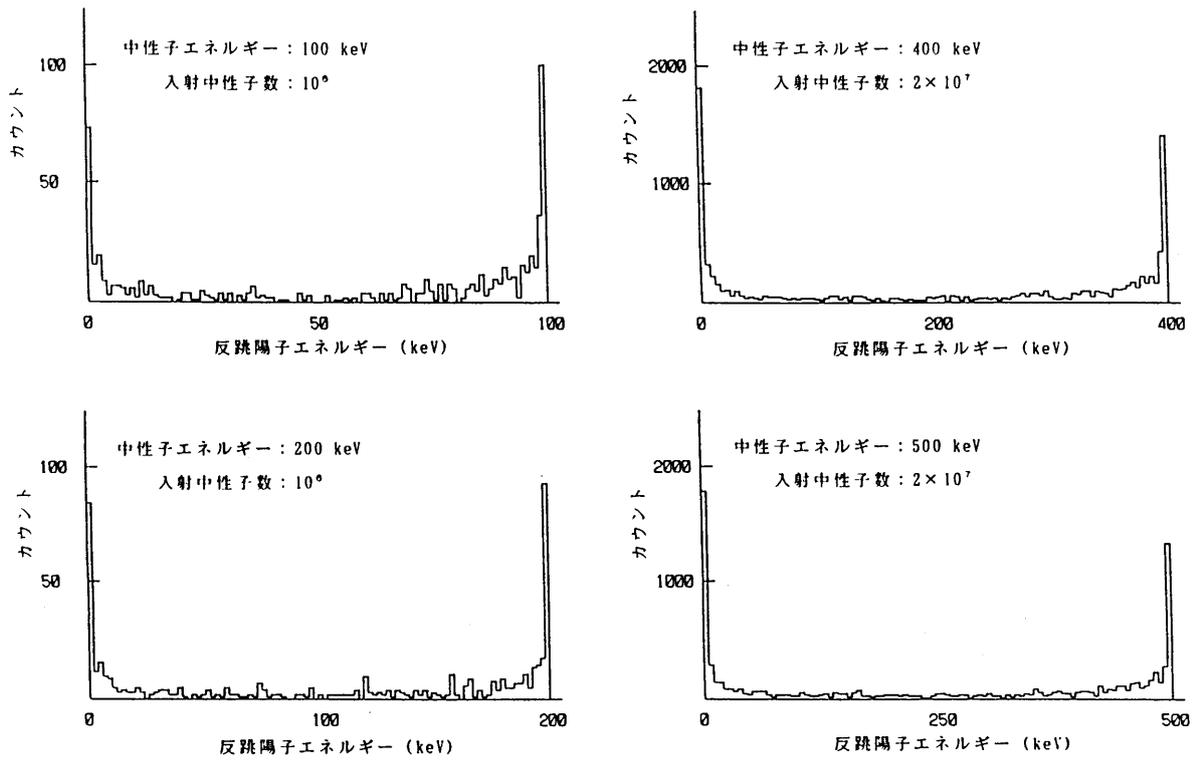


図19 エネルギー応答関数
ポリエチレン管を使用した場合についてのモンテカルロ計算結果

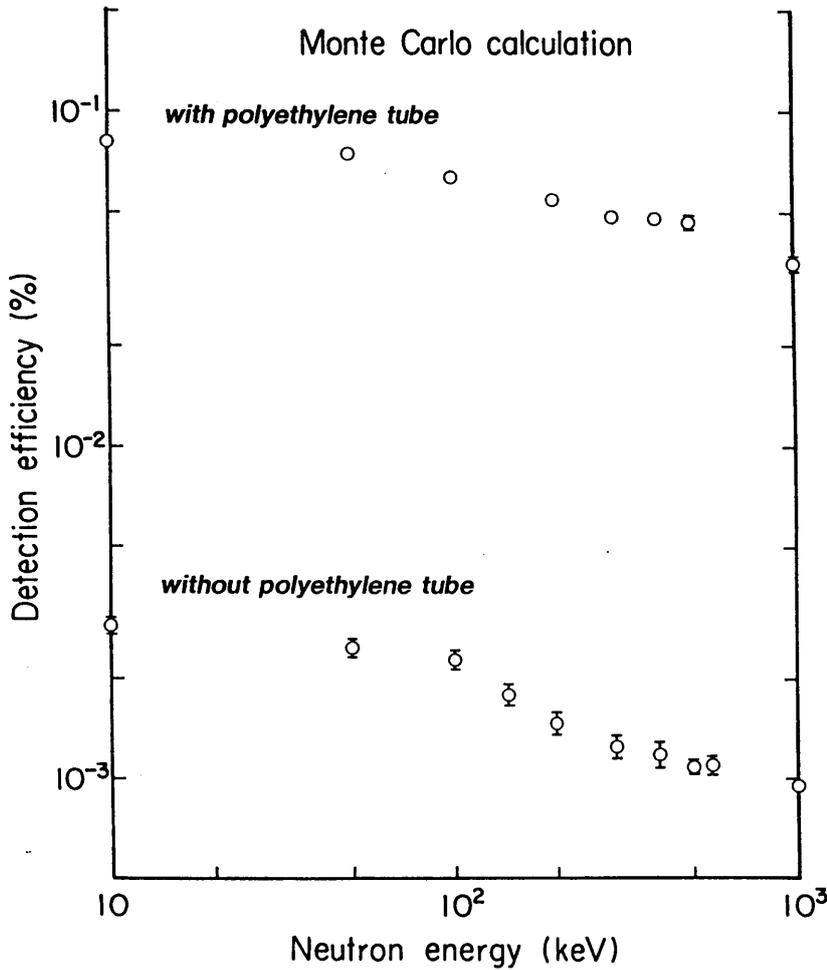


図20 中性子検出効率の
入射中性子エネルギー依存性

図20は、計算から求めた検出効率の中性子エネルギー依存性を示す。これによると、検出効率は10 keVから1 MeVの中性子エネルギー範囲にわたって、ポリエチレン管を使用しない場合には 10^{-5} 程度、ポリエチレン管を使用した場合には 10^{-4} 程度得られることが分かる。また、どちらの場合も検出効率は中性子エネルギーとともに減少するが、これは、中性子の水素による弾性散乱断面積が中性子エネルギーとともに減少するが、これは、中性子の水素による弾性散乱断面積が中性子エネルギーとともに減少し、さらに、中性子の弾性散乱が等方的であるため、ほとんど全エネルギーを失う散乱角の 90° からの範囲が中性子エネルギーと共に小さくなることによると考えられる。

5.2. 単色中性子照射実験

5.2.1. 実験方法

本中性子スペクトロメーターの検出器（計数管）を電子技術総合研究所の標準中性子場中に持ち込み、バンデグラフ加速器を使用した ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応により発生させた数10 keVから数100 keVの間のエネルギーを有する単色中性子を、図21の(a)、(b)に示すように、計数管の側面方向もしくは軸方向から入射させてパルス波高分布を測定した。図21(a)の側面方向入射の場合には、中性子発生源となるターゲットを中心とする球面に、計数管を中心軸が計数管有効長の中央で接するように置き、また、図21(b)の軸方向入射の場合には、計数管を中心軸がターゲットを中心とする球面に垂直になるように置いた。ターゲットに入射する加速された陽子の進行方向に対し、検出器の置かれる角度を変えると、陽子の加速エネルギーが同じでも、検出器に入射する中性子のエネルギーが変化する。本実験では、陽子の進行方向に対し、 0° および 60° の2種類の角度で実験を行った。ターゲットから放出される中性子強度は、減速材としてポリエチレン、ルサイトを使用

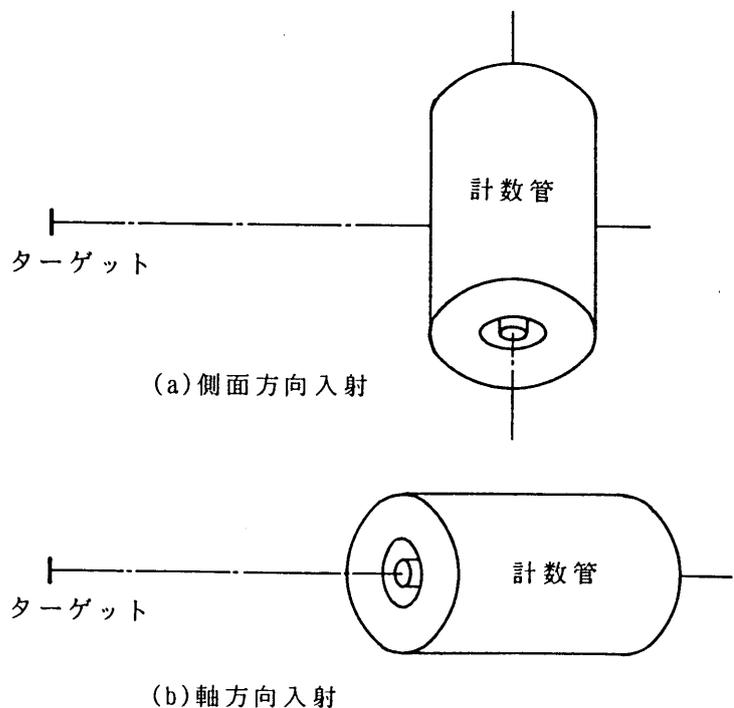


図21 中性子照射時における幾何学的条件

した2種類のエネルギー校正されたロングカウンタで同時にモニタされ、各カウンタの中性子計数値から測定時間内に検出器に入射した中性子数が正確に算定できるようになっている。入射中性子数として、各カウンタ別々に算定した値の平均を採用した。波高分布の測定は、計数管の間に厚さ12 mmのポリエチレン管を挿入した場合としなかった場合について実施し、その違いを調べた。表4に、各実験条件において照射した中性子のエネルギーを示すが、誤差は特定の(0°)方向についてのエネルギー幅を表している。

表4 単色中性子照射実験条件

ポリエチレン管 減速材の装着	中 性 子 入 射 方 向	
	側 面 方 向 入 射	軸 方 向 入 射
無し	599±6 keV, 182±8 keV 82 keV (60°)	585±20 keV, 160±30 keV
有り	599±6 keV, 182±8 keV	

5.2.2. 単色中性子に対する波高分布

図22～図26は、単色中性子を計数管の側面方向から入射した場合に得られたパルス波高分布で、各図の(a)は、参考のため、図15でリニアゲートストレッチャーのゲートおよびストローブ入力を切り離し、プロパン計数管からの出力パルスを手処理で直接波高分析した結果を、また、(b)は本スペクトロメーターシステムによる結果を示している。図22～図24は両計数管の間にポリエチレン管を挿入しなかった場合、図25および図26はポリエチレン管を挿入した場合である。

図22は、中性子エネルギーが599±6 keVの場合のパルス波高分布で、(a)では、プロパン計数管中で中性子が弾性散乱により部分的にエネルギーを失った場合やγ線寄与分を含むため、低波高パルス成分の多いなだらかな分布になっているが、(b)では、中性子の全エネルギー吸収に対応したピークが得られている。測定室内の散乱線の入射による波高分布への影響を少なくするため、ターゲットから計数管表面までの距離を30 cm程度と短くしたため、計数管の検出有効領域への中性子入射角が最大で約20°と大きくなった。入射角が20°のとき、0°方向に比較

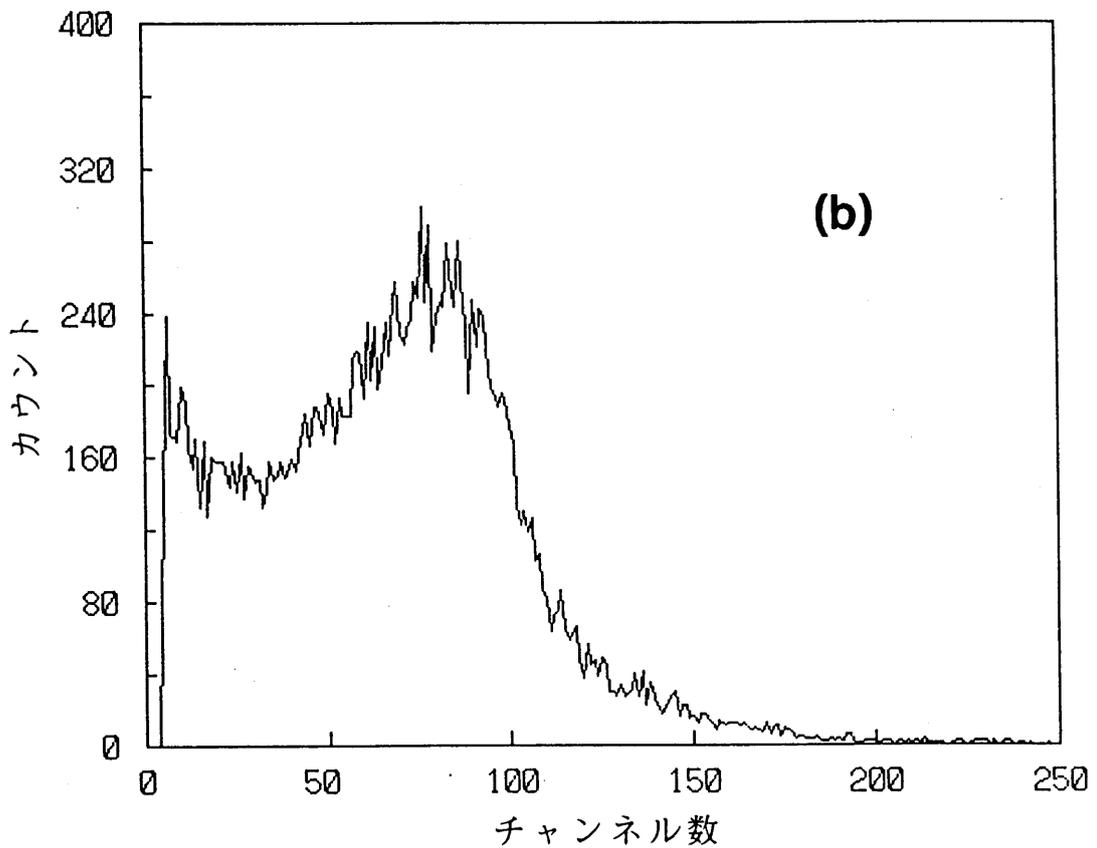
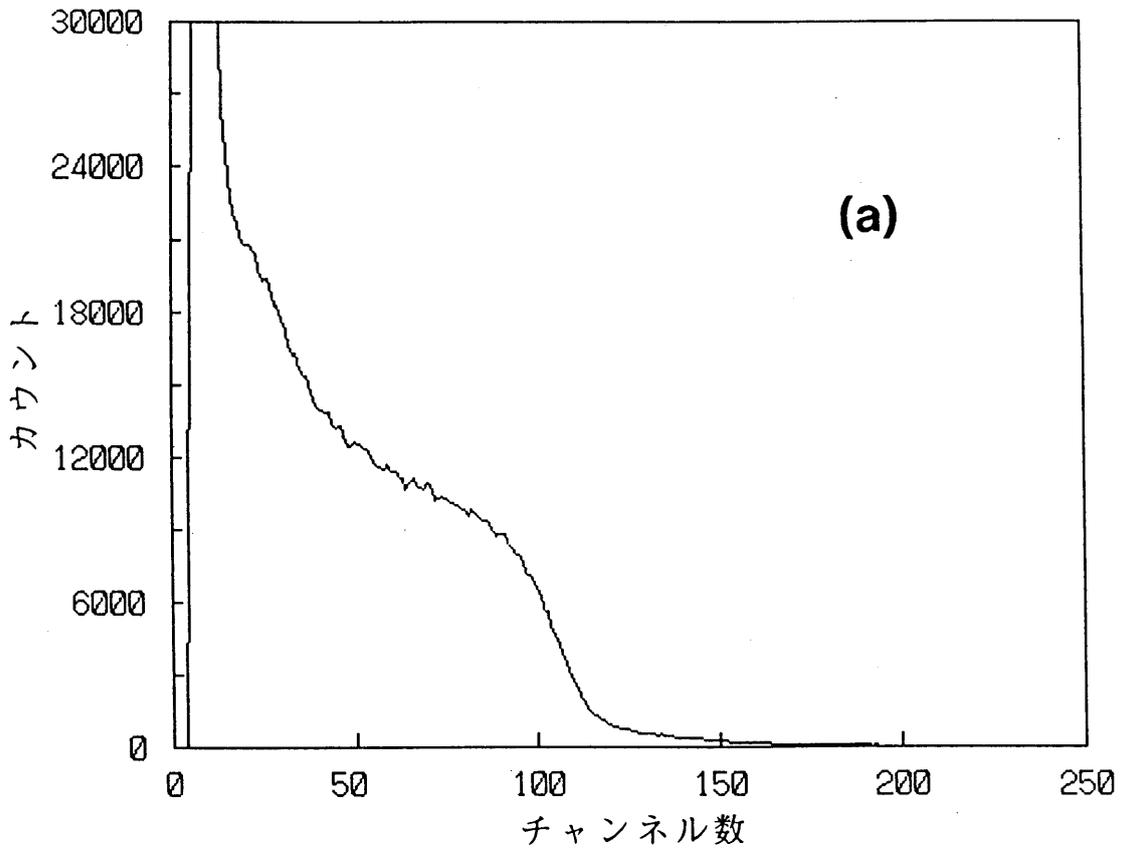


図22 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の側面方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用しない場合。 中性子エネルギー：599 keV、リニアアンプの相対利得：×1。

(a)出力パルスが無処理で波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

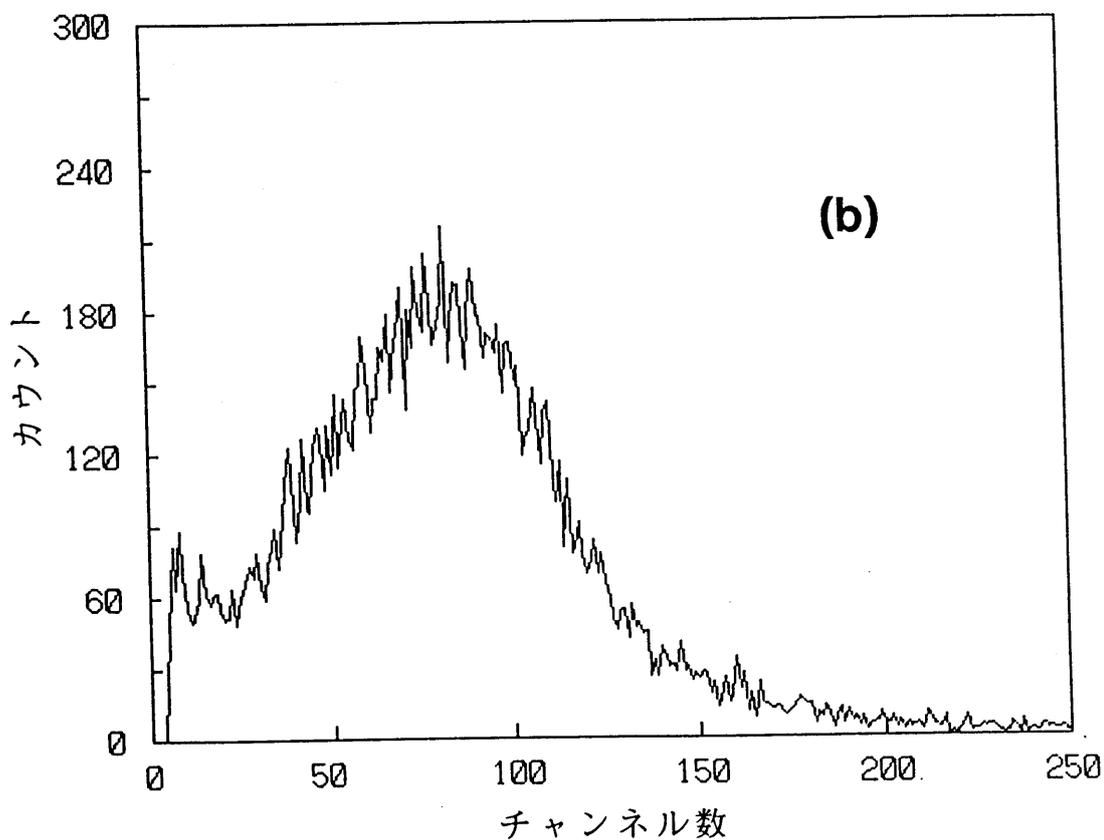
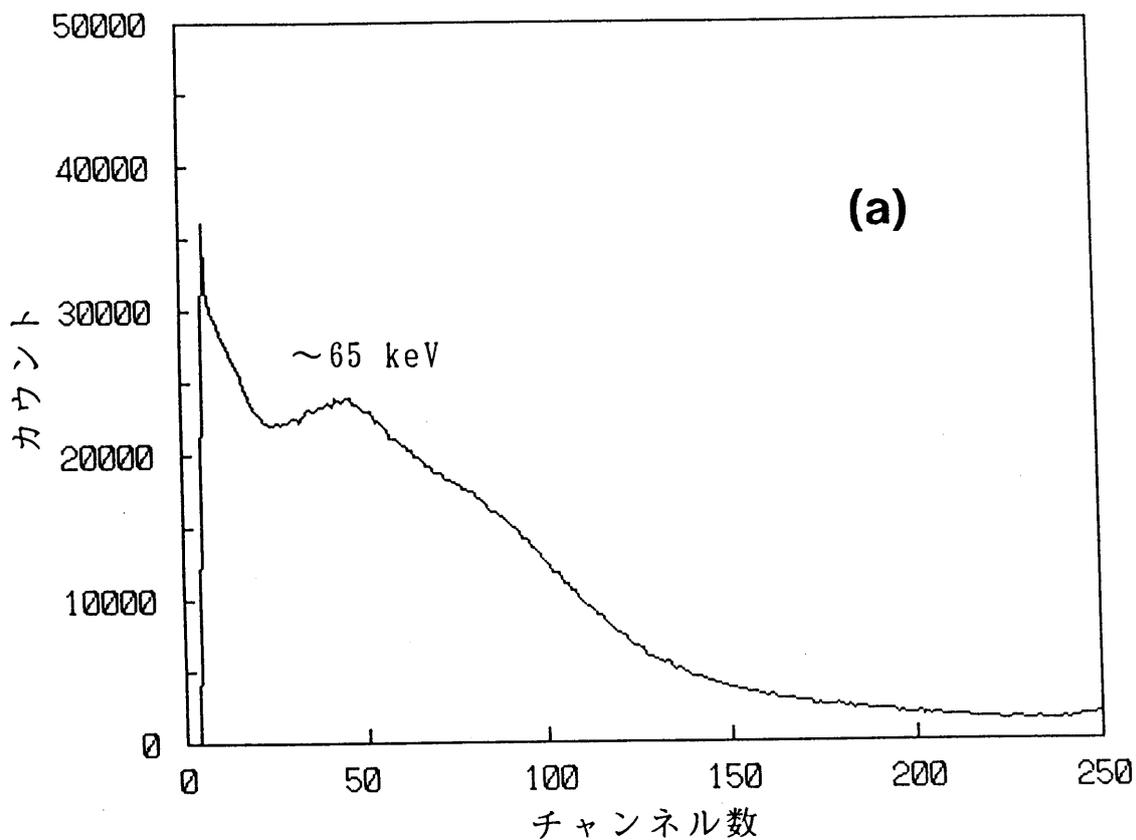


図23 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の側面方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用しない場合。 中性子エネルギー：182 keV、リニアアンプの相対利得：×4。
 (a)出力パルスを無処理で波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

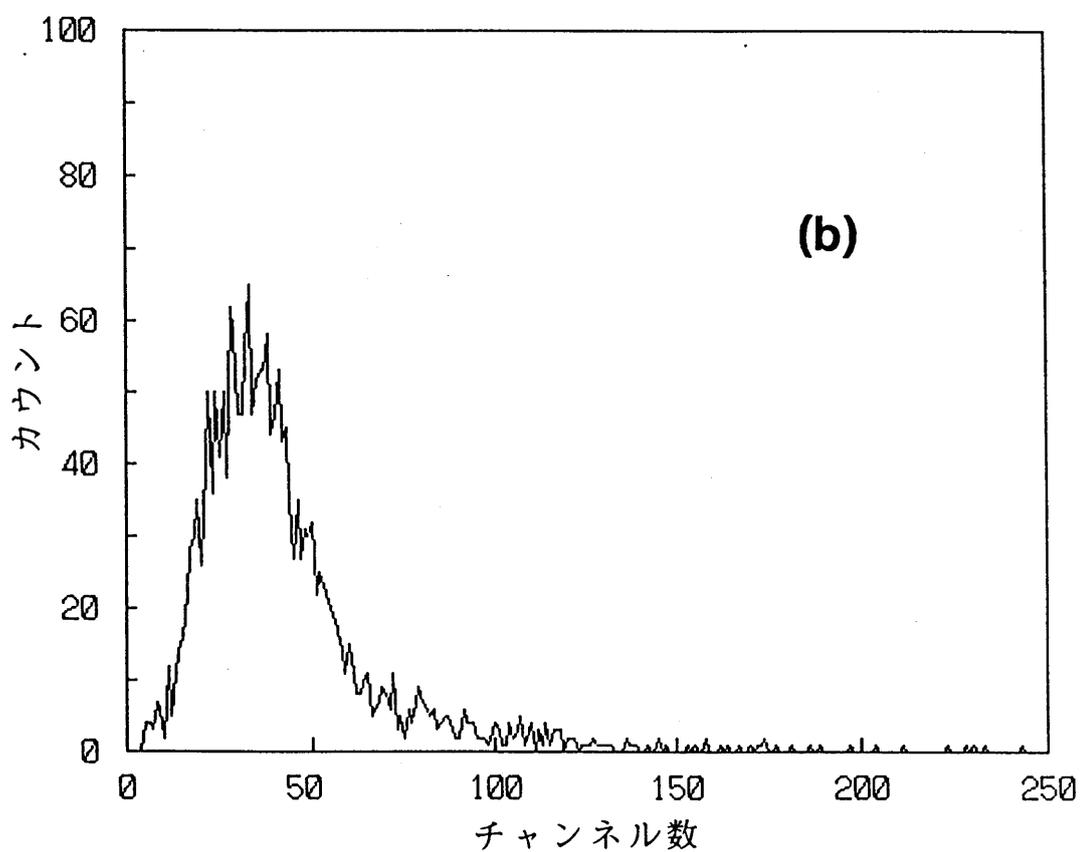
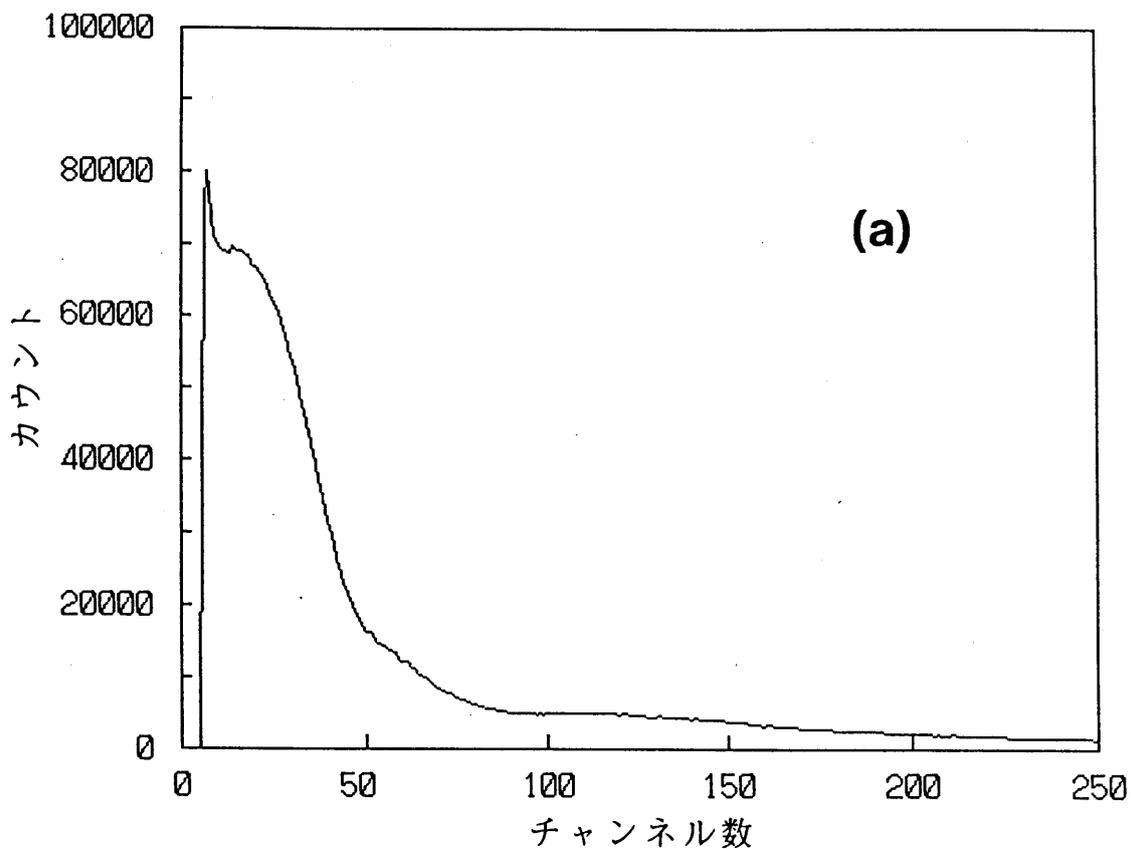


図24 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の側面方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用しない場合。 中性子エネルギー：82 keV、リニアアンプの相対利得：×4。

(a)出力パルスが無処理で波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

して中性子エネルギーが20keV程度低下する[12]ので、中性子エネルギーの単色性が若干悪くなるが、図22(b)に見られるような広いピーク幅（エネルギー分解能にして約50%と、764 keV 校正点のピークのそれに比較して著しく悪い）を中性子エネルギーの単色性の悪さから説明することはできない。ピークの下に重畳する連続部は、その多くが偶然同時計数によるものと考えられるが、このような偶然同時計数分がエネルギー分解能を劣化させる主要な原因と考えられる。

図23は、中性子エネルギーが 182 ± 8 keVの時のパルス波高分布で、この時リニアアンプの利得は図22の場合の4倍にして測定を行った。(a)では、図22(a)の場合同様、中性子が部分的にエネルギーを失った場合や γ 線寄与分を含んだ分布、また、(b)では中性子の全エネルギー吸収に対応したピークが得られている。

図23(a)において、65 keV付近にピークが認められるが、このピークは γ 線の波形弁別除去を行うと消滅することから、中性子によるものでないことが分かる。プロパン計数管は6本の独立した計数管の集合と考えて良いが、今、最小電離粒子がこの1本を動径方向に貫いた時、計数管で失われるエネルギーを計算すると、 ρ をプロパンガスの密度、 Δx を計数管中における飛跡の長さとして

$$(1/\rho)(dE/dx) \times \rho \Delta x$$

$$\doteq 2.0 \times 10^3 [\text{keV}/(\text{g}/\text{cm}^2)] \times 5.9 \times 10^{-3} [\text{g}/\text{cm}^3] \times 5.2 [\text{cm}] \doteq 60 \text{ keV}$$

となる。計数管壁で γ 線により生成された2次電子のエネルギーが数100 keV程度以上の時、これらの2次電子は最小電離粒子とみなすことができ、計数管内でのエネルギー損失量は上の計算で60 keV付近に集中すると考えられるので、これが波高分布にピークを形成したのと考えられる。

図23(b)で、ピークの幅が広いのは、図22(b)の場合と同様、偶然同時計数が多いことによると考えられる。

図24は、中性子エネルギーが82 keV (60° 方向) の場合のパルス波高分布で、リニアアンプの利得は図22の場合の4倍(図23の場合と同一)とした。(a)では中性子の弾性散乱による部分エネルギー損失と γ 線による単調な波高分布、(b)では中性子の全エネルギー吸収に対応したピークが認められる。

図25および図26は、3.3.節で述べたように、プロパン計数管中での弾性散乱後、 ^3He 計数管に入射する中性子の残留エネルギーを取り除いて、 ^3He 計数管による中性子捕獲確率を格段に増大させるため、両計数管の間に厚さ12 mmのポリエチレン管を挿入した場合の波高分布で、図25は中性子エネルギーが 599 ± 6 keVの場合、図26は 182 ± 8 keVの場合の結果である。図26は、リニアアンプの利得を図25の

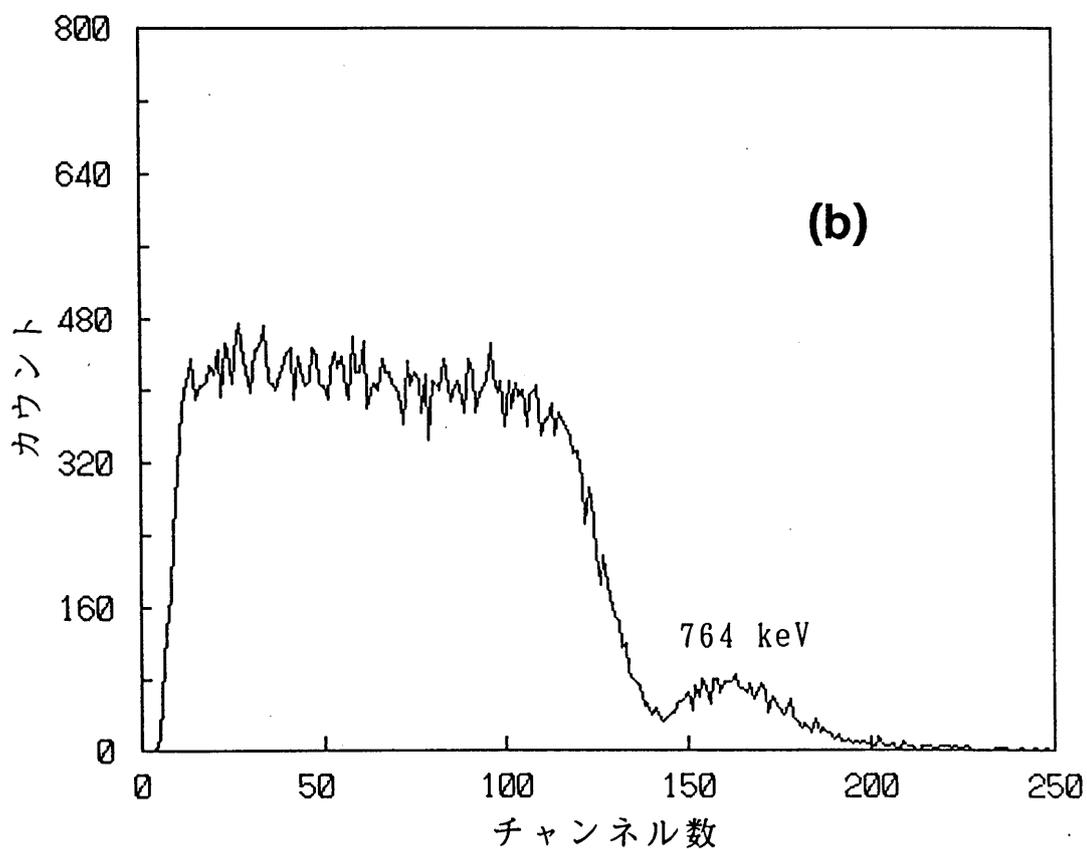
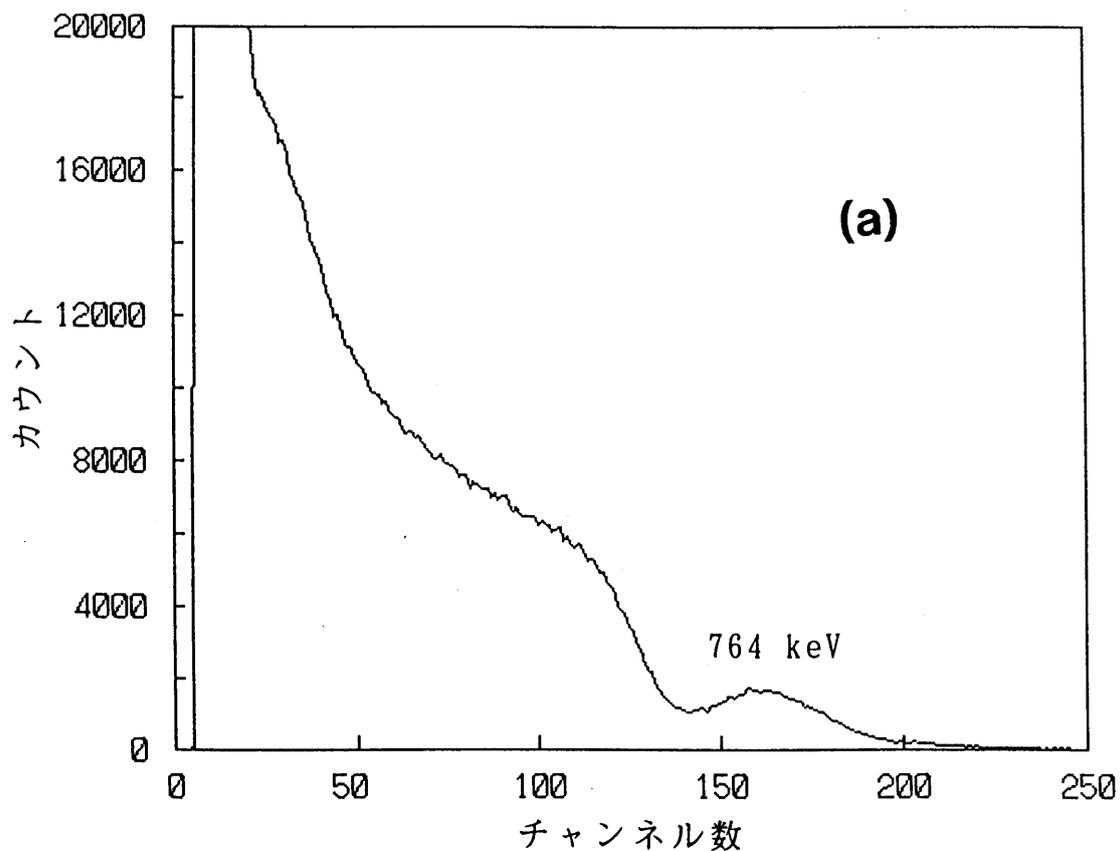


図25 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の側面方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用した場合。 中性子エネルギー：599 keV、リニアアンプの相対利得：×1。
 (a)出力パルスを無処理で波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

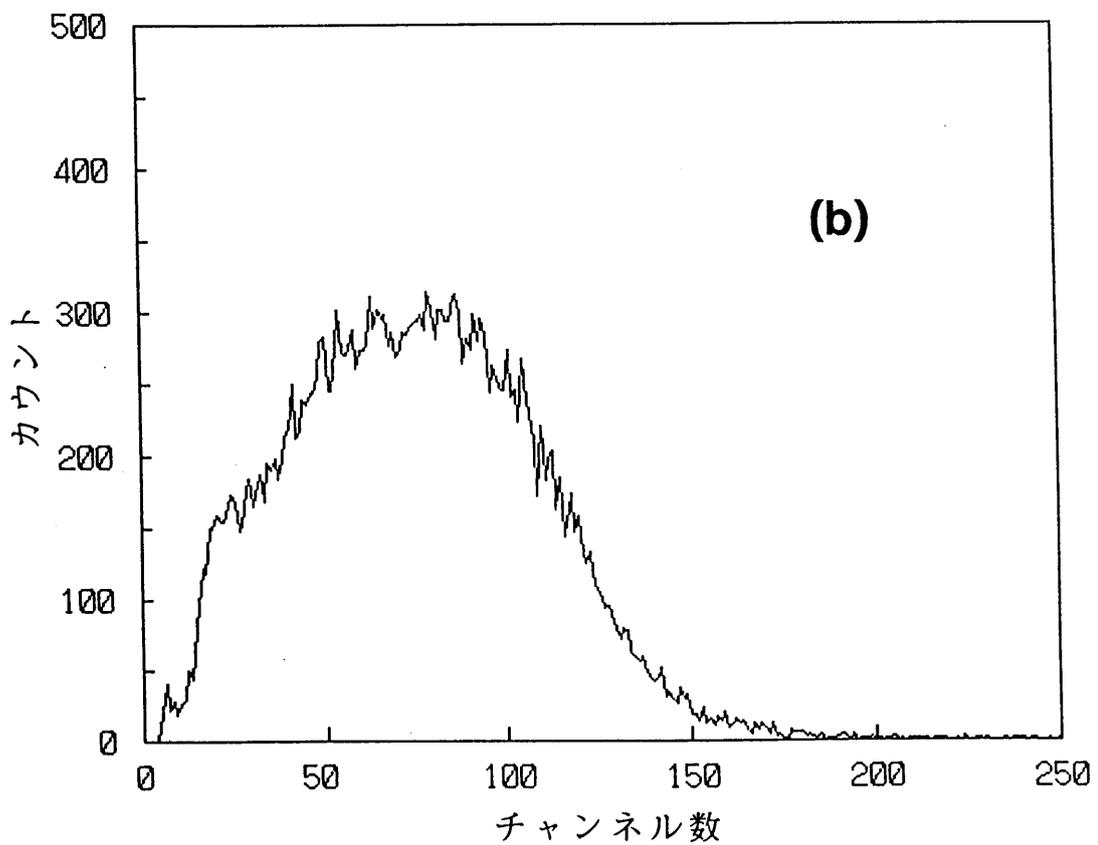
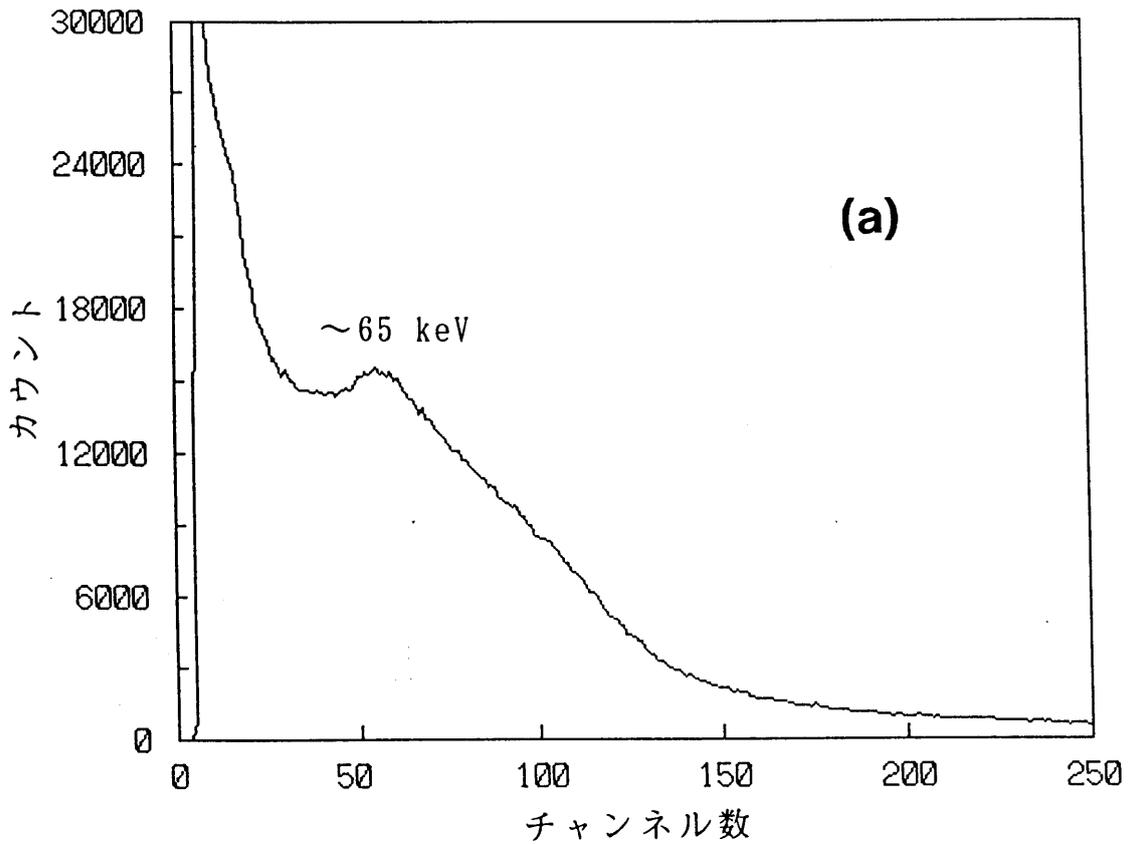


図26 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の側面方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用した場合。 中性子エネルギー：182 keV、リニアアンプの相対利得： $\times 4$ 。

(a)出力パルスが無処理で波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

場合の4倍にして測定したパルス波高分布で、各図の(a)はプロパン計数管からの出力パルスが無処理で直接波高分析した結果を、また、(b)は本スペクトロメーターシステムによる結果を示している。

図25では、(a)(b)共160チャンネル付近にピークが見られるが、これは、プロパン計数管にエネルギー校正用として少量混入させた³Heの熱中性子捕獲に伴う764 keVのピークである。5.1.3.節で、計算により求めたエネルギー応答関数において、両計数管の間にポリエチレン管を挿入すると、損失エネルギーの非常に小さいほとんど熱化した中性子成分が多くなることが示されたが、図25(a)に見られる764 keVのピークは、これらの熱化された中性子がプロパン計数管中で捕獲されたことによると考えられる。本スペクトロメーターシステムが、もし、真の同時計数のみで偶然同時計数が全くないならば、本スペクトロメーターシステムで得られたパルス波高分布には764 keVのピークが生じないはずであるが、図25(b)でもやはり観測されている。このことは、図25(b)の波高分布には、偶然同時計数が非常に多く含まれていることを示しており、このことが、図25(b)の波高分布で全エネルギー吸収ピークが現れなかった原因になっているものと考えられる。図26(b)の場合でも、全エネルギー吸収ピークがはっきり現れていないが、図25(b)の場合と同様、偶然同時計数分が非常に多いためと考えられる。

両計数管の間にポリエチレン管を挿入すると、³He計数管の中性子捕獲確率が増加するので、5.1.3.節で示したように真の同時計数は著しく増加する。しかし、同時に偶然同時計数もまた著しく増加するので、ポリエチレン管を挿入したことによって生じる波高分布の歪をも考慮すると、ポリエチレン管の挿入は期待した効果を上げ得ないことが、図25および図26の結果から分かる。

このことは、Figure of merit (FM)のポリエチレン管の有無による違いから次のように理解できる。

本スペクトロメーターで測定した波高分布のバックグラウンド成分は偶然同時計数によるものである。本スペクトロメーターシステムにおいてバックグラウンド成分は独立に測定することができず、従って、後で差し引いて除去する操作を行うことができない。この場合のFMは、波高分析器による真の事象の単位時間当たり分析数をA、偽の事象の単位時間当たり分析数をBとすると

$$FM = A/B \quad (7)$$

で表される。

Bは偶然同時計数率で、プロパン計数管の γ 線計数率を N_γ 、プロパン計数管の全反跳陽子計数率を N_p 、プロパン計数管における中性子の全エネルギー吸収に対応した反跳陽子の計数率を N_f 、 ^3He 計数管による全中性子捕獲計数率を N_c 、 ^3He 計数管で捕獲される中性子のうち、プロパン計数管で全エネルギーを失った後捕獲されるものの計数率を N_{fc} 、R系とC系の同時計数入力ゲートパルスの時間幅の和を τ とすると

$$B \doteq \{N_\gamma + (N_p - N_f)\} (N_c - N_{fc}) \tau \quad (8)$$

で表される。一方、Aは真の同時計数率で、 $A = N_{fc}$ なので、従って

$$FM \doteq N_{fc} / [\{N_\gamma + (N_p - N_f)\} (N_c - N_{fc}) \tau] \quad (9)$$

となる。ここで、 N_γ は波形弁別により γ 線計数率が1/10程度以下に低減された後の値をとり、 τ は本スペクトロメーターでは40 μs に固定されている。

両計数管の間にポリエチレン管を挿入しない場合、FMの分子の N_{fc} は5.1.3.節で示したように小さいが、この時には $N_c \doteq N_{fc}$ なのでFMの分母は零に近く、従って、FMの値は大きくなる。両計数管の間にポリエチレン管を挿入すると、 N_{fc} は挿入しない場合に比べて10倍ほど大きくなるが、分母の $N_\gamma + (N_p - N_f)$ の値は僅かに小さくなる程度でほとんど変化がない。この時、 N_c の値は、 N_{fc} のほか、プロパン計数管でほとんど弾性散乱することなくポリエチレン管で減速され、 ^3He 計数管で捕獲される中性子の計数率で多くを占められるようになり、その結果、FMの分母の $N_c - N_{fc}$ の値が N_{fc} の値以上に大きくなって、FMの値が小さくなると考えられる。すなわち、ポリエチレン管減速材の使用は、スペクトロメーターの検出効率を増加させてもそれ以上に偶然同時計数率を増加させ、目的とする真の同時計数による波高分布を得にくくするので好ましくないとと言える。

図27および図28は、両計数管の間のポリエチレン管を除去し、図21(b)のように計数管の軸方向から中性子を入射させた場合に得られた波高分布で、(a)は、参考のため、リニアゲートストレッチャーのゲート入力のみ使用しストロブ入力を切り離した場合、すなわち、プロパン計数管出力パルスのうち波形弁別により γ 線成分を低減させた場合の結果を、(b)は、本スペクトロメーターシステムにより得られた結果を示す。図27は中性子エネルギーが 585 ± 20 keVの場合、図28は中性子エネルギーが 160 ± 30 keVの場合を示しており、後者の測定ではリニアアンプの利得を前者の4倍にした。

図27(b)において、小さい全エネルギー吸収ピークが認められるものの、低波高成分の多い連続部がバックグラウンドとして重畳している。偶然同時計数率の

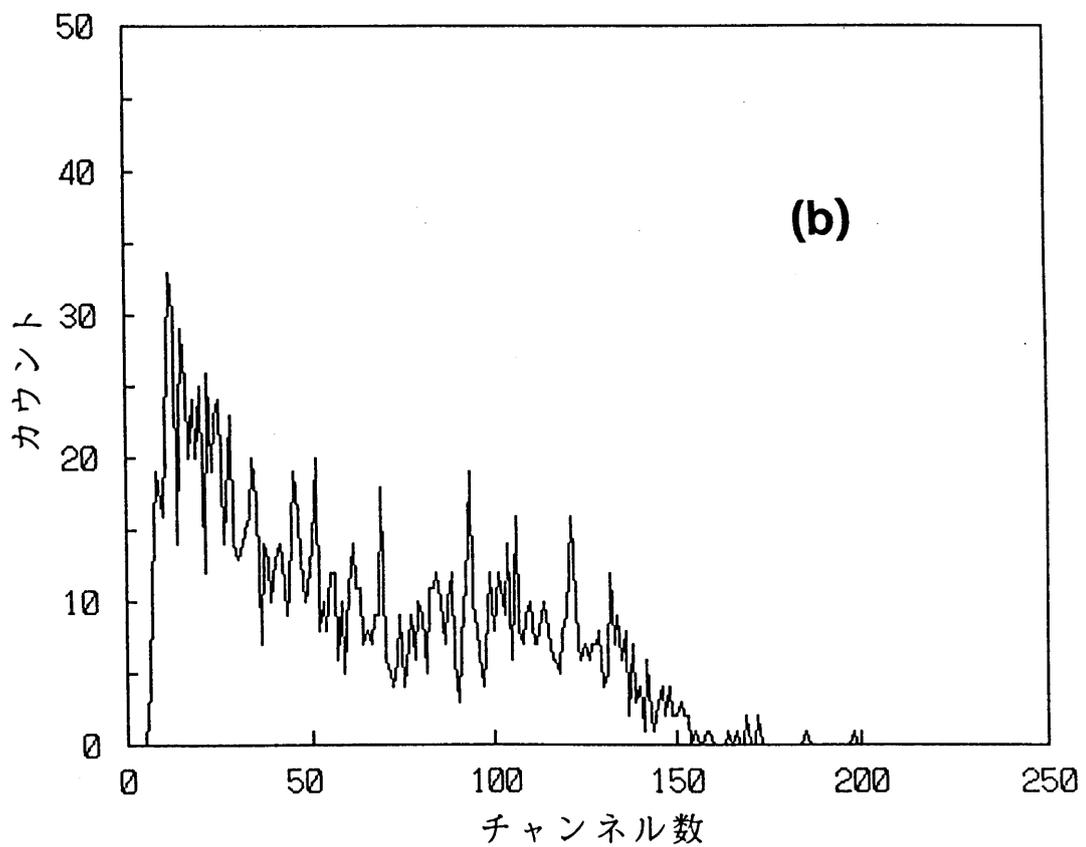
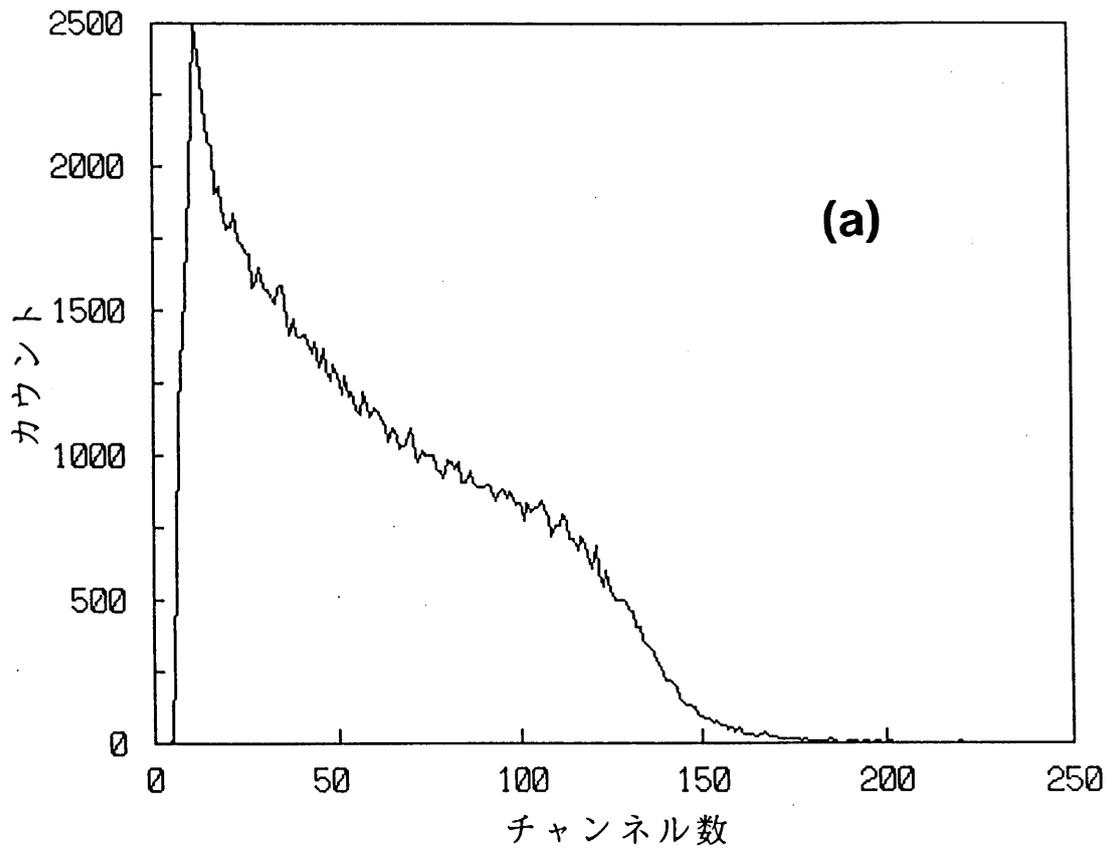


図27 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の軸方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用しない場合。 中性子エネルギー： 585 ± 20 keV、リニアアンプの相対利得： $\times 1$ 。
 (a)波形弁別により γ 線成分を低減して波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

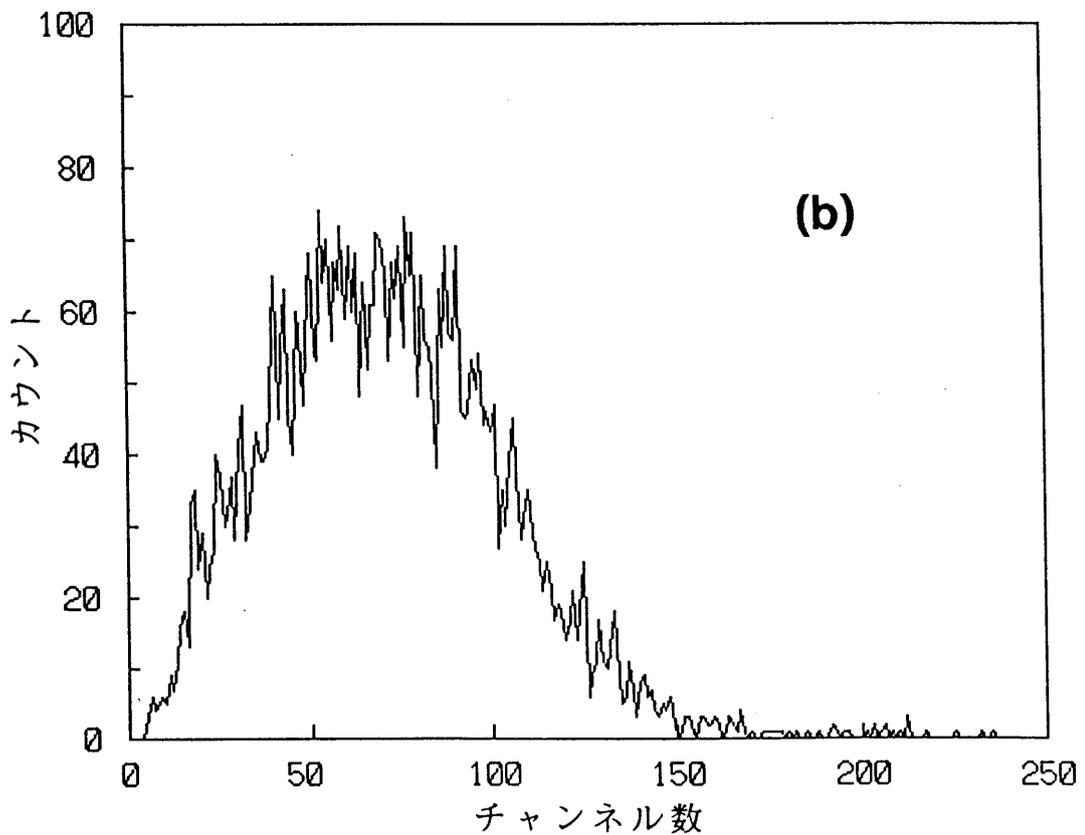
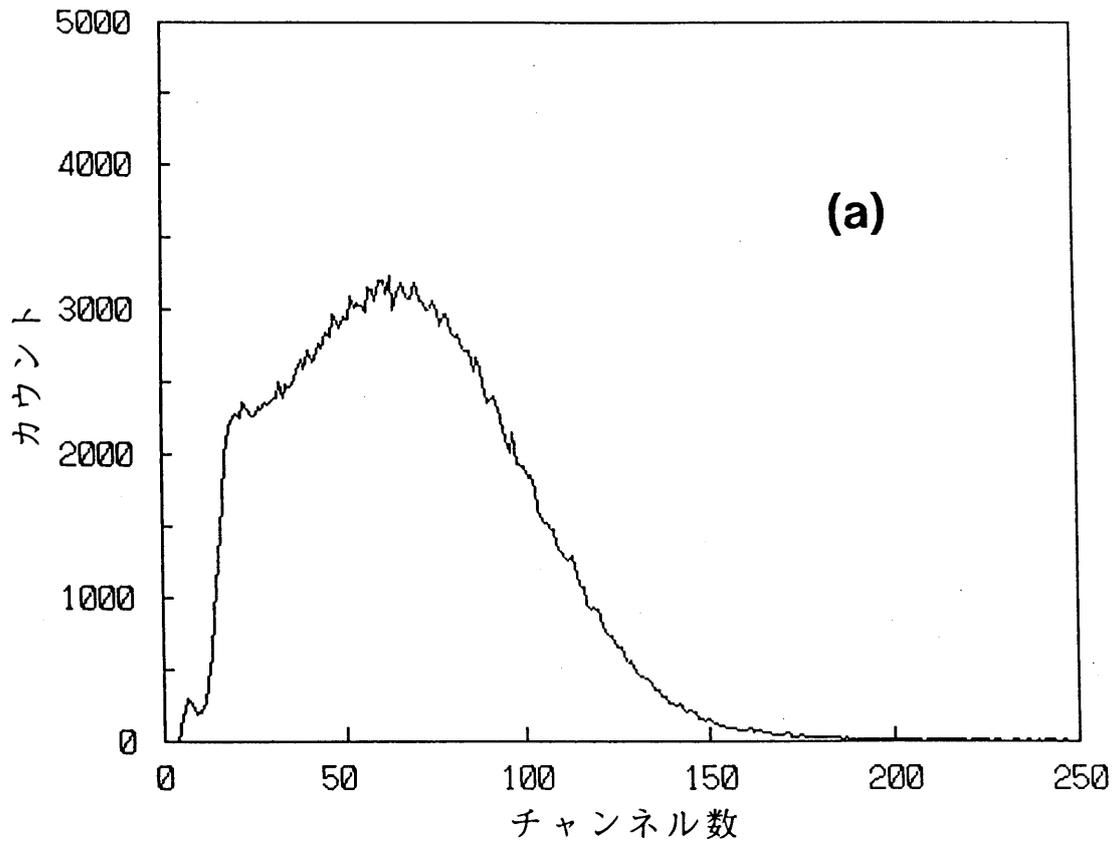


図28 単色中性子によるパルス波高分布

中性子が計数管の軸方向から入射した場合で、ポリエチレン管を使用しない場合。 中性子エネルギー： 160 ± 30 keV、リニアアンプの相対利得： $\times 4$ 。
 (a)波形弁別により γ 線成分を低減して波高分析した結果、(b)本システムによる測定結果。

上限 N_m は、同時計数ゲート信号のR系計数率を N_r 、C系計数率を N_c とすると

$$N_m = N_r \cdot N_c \cdot \tau \quad (10)$$

で表される。ここで、 τ は(8)式の場合と同様、同時計数入力ゲート幅で、本スペクトロメーターの場合には $40\mu s$ である。図27(b)の場合について(10)式に各測定値を代入し、 N_m を計算すると、 $N_m=0.048$ cpsとなり、従って、偶然同時計数率は全体の計数率 0.176 cpsの27%以下になる。図27(b)で、ピークを除いた連続部の計数値はピーク計数値よりはるかに多いが、上述のことから、これをすべて偶然同時計数で説明することは不可能である。この波高分布の連続部は、単色中性子の入射する計数管端面に比較して圧倒的に広い計数管の側面から入射する、室内で散乱された中性子によるものと考えられる。これと同様の傾向が入射中性子エネルギーの低い場合の図28(b)についても言え、全エネルギー吸収ピークがはっきりしなくなっている。ただし、図28(b)の場合には、偶然同時計数率の上限値の全体の計数率に占める割合は78%と大きく、従って、この場合には偶然同時計数率の寄与も大きいと考えられる。

図29は、図27の測定時において、同時計数入力ゲート信号のR系を基準にした時、C系の時間分布を時間-波高変換器で測定した結果である。この結果から、両計数管の間にポリエチレン管を挿入しない場合には、同時計数入力ゲートパルス幅を $20\mu s$ 程度に縮めても十分であることが分かるが、その場合、偶然同時計数率を幾分小さく抑えることが可能と考えられる。

図30は、厚さ約30 cmのパラフィン層に182 keVの中性子を照射して生成させた熱中性子を使用して、プロパン計数管から得たパルス波高分布で、この場合には波形弁別による γ 線成分除去を行っている。この時、波高分布のピークの位置は764 keVに対応するので、これを基準にして、さらに、パルス波高と中性子の損失エネルギーの間の直線性を仮定して、各単色中性子に対して得られたパルス波高分布の全エネルギー吸収ピークから見かけの中性子エネルギーを計算すると、図31のエネルギー校正曲線が得られた。図31によれば、各点は零点を通らないものの、ほぼ1つの直線上に分布することが分かる。直線を外挿した時、有限の中性子エネルギーで見かけの中性子エネルギーが零となるのは、ガス計数管であっても計数ガス中における粒子の飛程が極端に短く、従って、電離密度が高い本スペクトロメーターの場合においては、計数ガス中における粒子の損失エネルギーと波高の比例性が、特に粒子のエネルギーが低く電離密度の高い場合に失われるためと考えられる。

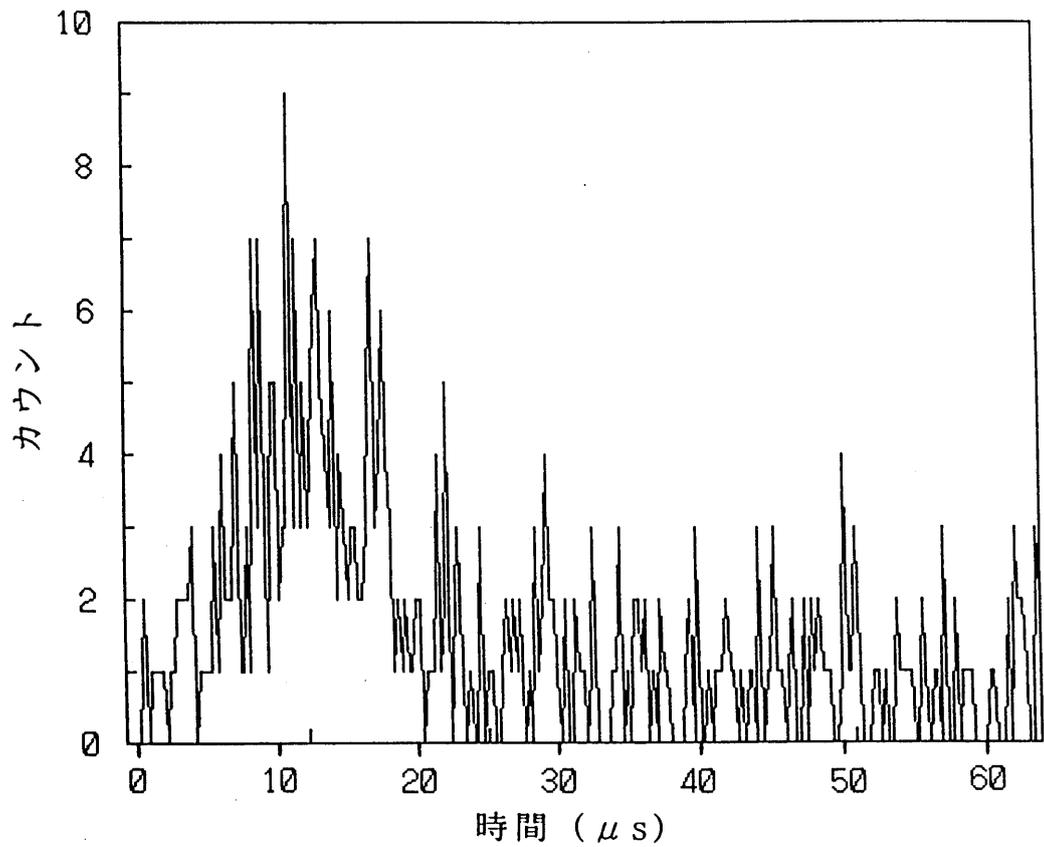


図29 同時計数入力ゲート信号の時間差分布
 ポリエチレン管減速材を使用しない場合で、図27と同一条件で測定。

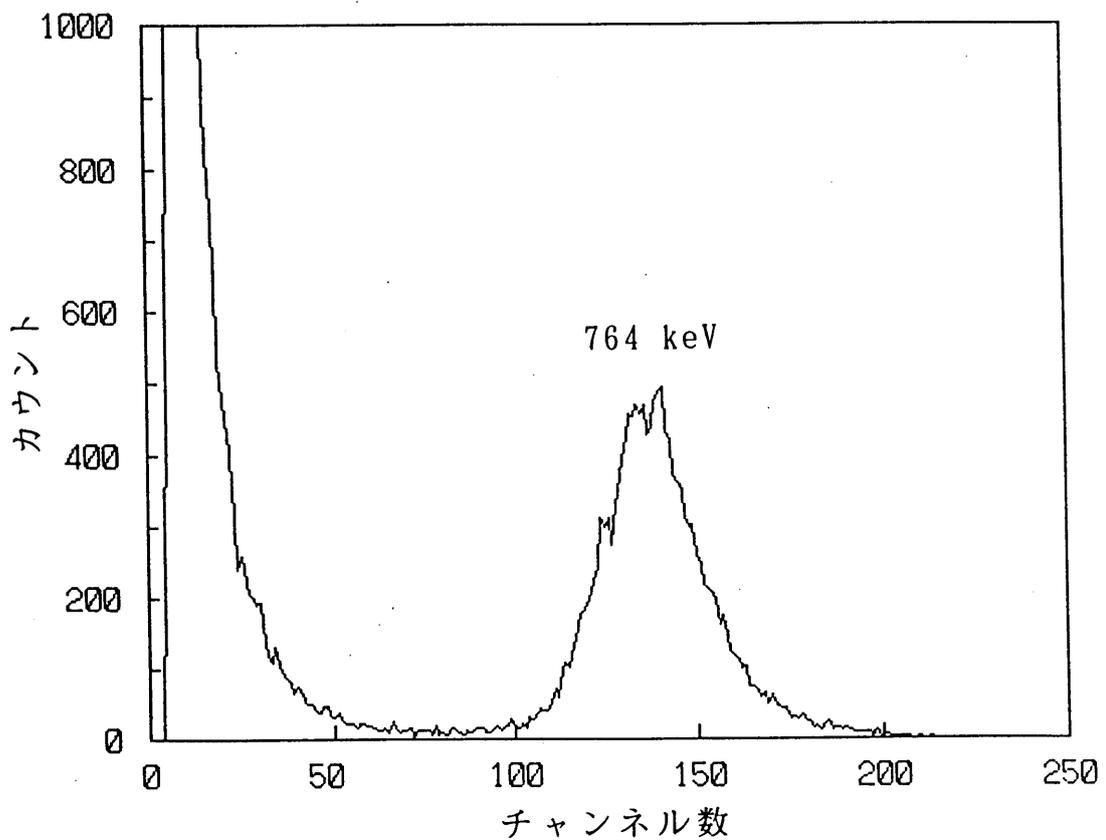


図30 熱中性子によるパルス波高分布
 波形弁別により γ 線成分を低減して測定した結果で、ピーク波高値を764 keVのエネルギー校正点として使用。

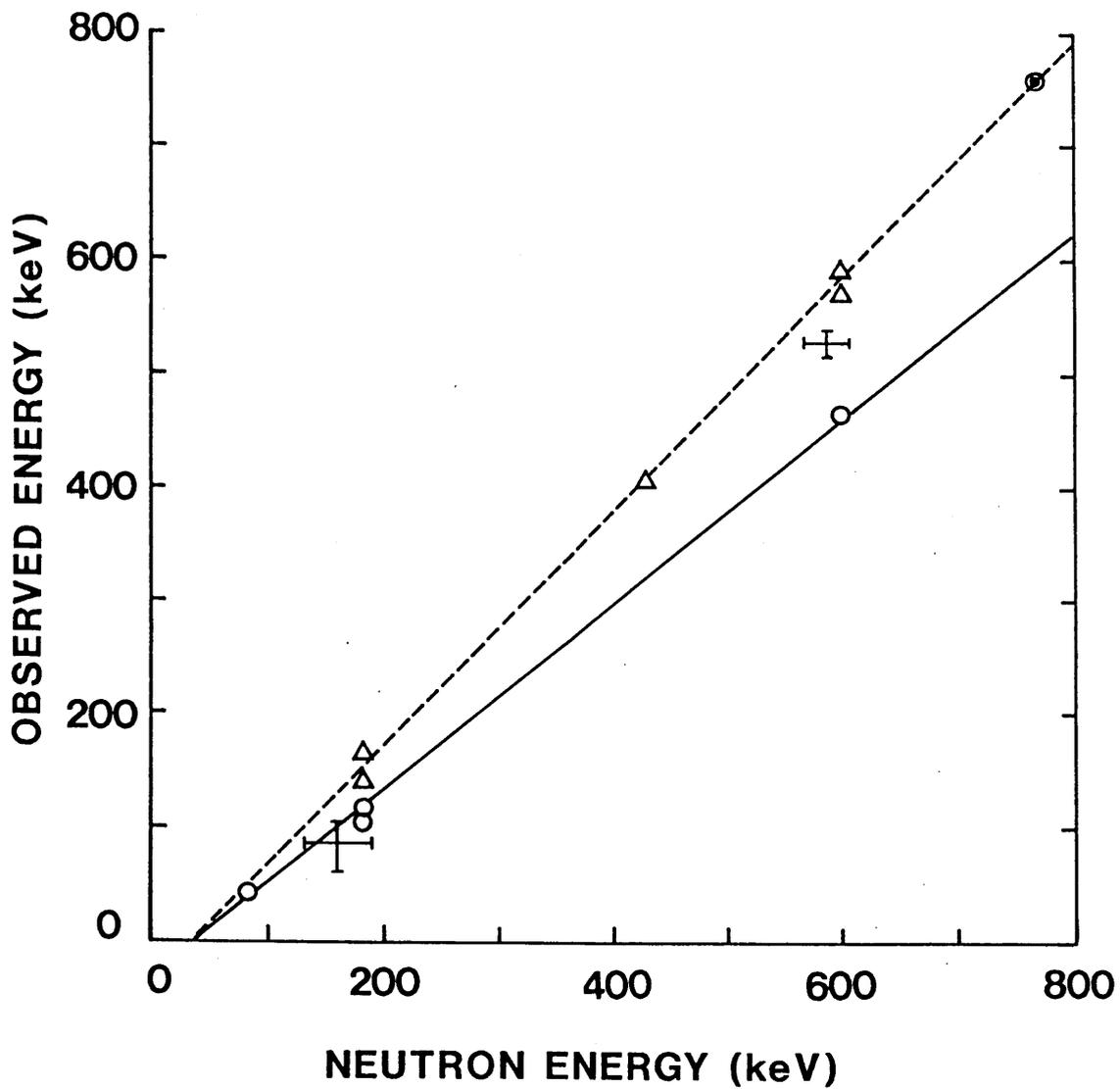


図31 エネルギー校正曲線

○は側面方向入射におけるピーク波高、△は側面方向入射におけるプラトー計数值の1/2の計数值を与える波高、⊕は軸方向入射におけるピーク波高で参考のため記載した。

5.2.3. 中性子検出効率

単色中性子が計数管の特定方向から入射する場合の本スペクトロメーターの中性子検出効率 η は、波高分布を積分して得られる測定時間 t 内の全計数値を N 、中性子入射方向に垂直なプロパン計数管の検出有効面積を $S[\text{cm}^2]$ 、計数管の中性子入射面における中性子束密度を $\phi[\text{cm}^{-2}]$ とすると

$$\eta = N / (\phi S) \quad (11)$$

で表される。全計数率 N には偶然同時計数分が含まれており、従って、検出効率を(11)式で計算すると過剰評価になるが、偶然同時計数率の上限は実測可能な値、 N_r 、 N_o 、 τ を用いて(10)式で表されるので、偶然同時計数分を含まない場合の検出効率 η_o として

$$\eta_o = \eta (N/t - N_m) / (N/t) \quad (12)$$

とおくと、真の検出効率は η_o と η の間にあることになる。ただし、(12)式では測定時間中 N_r と N_o が一定であることを仮定している。

中性子強度は、5.2.1.節で述べたように2種類のエネルギー校正されたロングカウンタでモニタされ、これらの計数値から、測定時間内にターゲットから計数管の置かれた方向（加速管中陽子の進行方向に対して 0° もしくは 60° 方向）に放出された中性子数 Φ が正確に決められるので、中性子束密度 ϕ はターゲットと計数管の中性子入射面との間の距離を L として

$$\phi = \Phi / (4\pi L^2) \quad (13)$$

から計算できる。この時、 L の値として、中性子の側面方向入射ではターゲットから計数管の中心軸までの距離、軸方向入射ではターゲットから計数管の有効長のターゲット側の端面までの距離を採用した。 Φ の値としては2種類のロングカウンタで別々に求めた値の平均を採用した。

図32は、中性子を側面方向あるいは軸方向から入射して測定した η の値（側面方向入射の場合）、および、 η_o から η までの範囲（軸方向入射の場合）を5.1.3.節で述べたモンテカルロ計算結果と共に示す。側方入射時には N_r および N_o の値の同時測定を行わなかったため、 η_o を計算して真の検出効率の範囲を示すことができなかった。従って、この場合、真の検出効率が η よりどの程度小さいか不明であるが、 η の値は検出効率のモンテカルロ計算値と同じ桁でそれより幾分大きく、概ね計算による予想と一致している。数100 keVの中性子エネルギーに対する検出効率は、モンテカルロ計算では中性子エネルギーとともに低下するが、測定した側方入射における η の値は中性子エネルギーの高い方が高くなった。

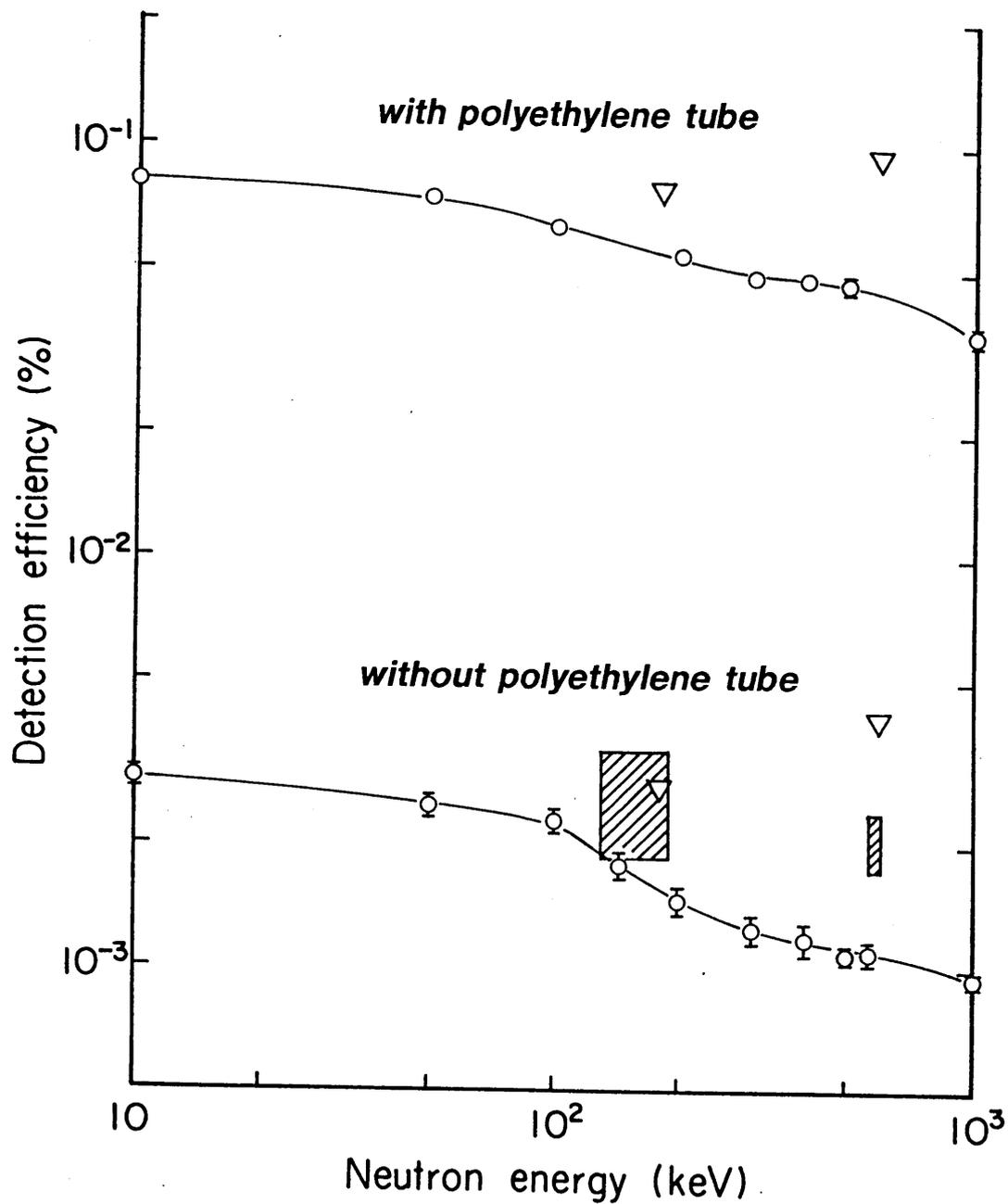


図32 中性子検出効率の測定結果

▽は中性子が計数管の側面方向から入射した場合、▨は中性子が計数管の軸方向から入射した場合、○はモンテカルロ計算結果で参考のため記載した。

中性子が計数管の軸方向から入射する場合には、検出効率は上述の理由から一応図32に示した範囲内にあると考えられるが、この場合、 η の計算において、(11)式の分母の ϕ は室内で散乱され計数管の側面方向から入射する散乱中性子分を含んでおらず、過小評価されているので、図32に示された検出効率の値は実際より幾分高くなっていると考えられる。さらに、この場合、室内で散乱されエネルギーの低下した中性子の影響で、実効的な中性子エネルギーは直接線のそれより低くなっていると考えられ、従って、この場合の検出効率の正確な評価にはこれらの補正が必要である。また、中性子の軸方向入射の場合には側面方向入射の場合と異なって、プロパン計数管の計数有効容積全体が有感領域となる（側面方向入射の場合には、プロパン計数管の計数有効容積のうち、中性子の入射方向に垂直で ^3He 計数管を含む厚さ約25 mmだけが有効領域となる）ので、この場合の検出効率値は、側面方向入射の場合に得たモンテカルロ計算結果とは多少異なることが予想される。しかし、本スペクトロメーターは環境中性子測定用のため、実際にはほとんどの中性子が側面から入射することになり、端面から軸方向に入射する中性子は極めて少ないので、実際の場合の中性子検出効率は、側面方向入射の場合の検出効率に近いものと考えられる。

6. 結び

10 keVから1 MeV程度のエネルギーを有する比較的強度の弱い中性子のエネルギースペクトルを、波高分布から直読できるようにすることを目的として、反跳陽子比例計数管の内部に ^3He 中性子捕獲比例計数管を組み込んだ、2重計数管方式全エネルギー吸収型中性子スペクトロメーターの研究開発を実施した。

中性子の水素による高い弾性散乱確率を得るため、1分子中に水素を多く含むプロパンを3気圧の高い圧力で充填した、大容積（約5ℓ）の中空円筒型多線陽極構造の反跳陽子比例計数管を製作した。さらに、高安定電荷有感型前置増幅器を製作して計数管容器内に組み込んだ。

製作したプロパン反跳陽子計数管のエネルギー分解能を調べると、エネルギー校正用としてプロパンガス中に混入した ^3He の熱中性子捕獲により波高分布に生じた764 keVのピークに対し、最適動作電圧で22.5%の分解能が得られた。

前置増幅器出力パルスの立上り時間の違いを利用した波形弁別法を用いて、プロパン計数管の出力信号に含まれる γ 線成分の除去を行った。その結果、 ^{60}Co

線源から放出される γ 線 (γ 線エネルギー 1.17 および 1.33 MeV) に対し、99.5% の γ 線成分除去率を達成できた。

製作したプロパン計数管に市販の ^3He 計数管を組み込み、 ^{252}Cf 線源からの速中性子を入射して、両計数管から得られる同時計数信号の時間差分布を測定した。その結果、 ^3He 計数管から得られる中性子捕獲信号は、プロパン計数管から得られる反跳陽子信号を基準にして $40\ \mu\text{s}$ の範囲に 90% 以上が含まれることが分かった。

これを基に、プロパン計数管と ^3He 計数管の出力信号の間で遅延同時計数を得るデジタル信号処理回路を製作し、同時計数出力信号が生じた時のみプロパン計数管出力パルスの波高分析を行なうよう、リニアゲートストレッチャーで分析信号の制御を行うことが可能なエレクトロニクス系を構築した。

本スペクトロメーターを用い、検出器 (計数管) に 80 から 600 keV の単色中性子を計数管の側面方向から入射したところ、エネルギー分解能は劣るものの、モンテカルロ計算で得られたような中性子の全エネルギー吸収に対応した単一ピークが観測された。本スペクトロメーターによる中性子検出効率は、偶然同時計数分が評価できなかつたため、実験値からは上限値が求められたに過ぎないが、モンテカルロ計算結果と概ね同程度で、 10^{-5} 程度の値が得られた。

中性子検出効率を向上させるため、両計数管の間に厚さ 12 mm のポリエチレン管を挿入し、プロパン計数管中での弾性散乱後における中性子の残留エネルギーを除去して、 ^3He 計数管による中性子捕獲確率を増加させる試みを行った。この時、モンテカルロ計算によれば、波高分布の形はほとんど変化することなく、中性子検出効率が 10 倍程度増加する結果が得られた。単色中性子を照射してみると、中性子検出効率は数 10 倍増加したものの、偶然同時計数がそれ以上に増大し、全エネルギー吸収ピークが得られなくなった。従って、ポリエチレン管減速材の使用は期待された効果を生じないことが判明した。

入射中性子エネルギーと本スペクトロメーターで得られた全エネルギー吸収ピークの間には比例性が成り立ち、また、検出効率はモンテカルロ計算結果から、10 keV から 1 MeV の間ではほぼ一定 (最大でも 3 倍程度) となることから、本スペクトロメーターを用いて測定した波高分布からおよその中性子エネルギースペクトルを直読することが可能と考えられる。

今回、研究開発を実施した「エネルギースペクトルが直読可能な 2 重計数管方式中性子スペクトロメーター」にはいくつかの改善するべき問題点が残された。

第 1 の問題点は、反跳陽子計数管のエネルギー分解能が通常の比例計数管のそ

れに比べて著しく劣ることである。これは、プロパンガス3気圧中では、1MeV以下の陽子の比電離が非常に大きく、さらに、電子の拡散係数が小さいため、ガス増倍度が容易に飽和する結果生じるものと考えられた。充填ガスをプロパンから水素のような陽子に対する比電離が小さく、また、電子の拡散係数の大きいガスに変えることで改善できる可能性がある。ただし、この場合、3気圧のプロパンガスと同程度の中性子検出効率を得るためには、水素を10気圧以上加圧することが必要になり、計数管設計上別の問題が生じる。

第2の問題点は、測定から得られるパルス波高分布には偶然同時計数によるバックグラウンド成分が多く、そのために波高分布が歪むことである。偶然同時計数率は同時計数入力ゲートパルスの時間幅に比例するので、同時計数率を減らすためにはこの時間幅を短くすることが望まれる。本方式は検出器に気体計数管を使用しているが、気体計数管はシンチレーション計数管等とは異なり応答速度が遅いので、ゲートパルスの時間幅を現在(40 μ s)の1/2程度にすることは可能としても、1桁小さくすることは不可能と考えられる。従って、検出器に気体計数管を使用する限りこの問題を本質的に解決することはできそうにない。

本スペクトロメーターは環境中性子測定用なので、検出器は中性子が検出器周囲全体から入射することを想定して構成されている。もし、測定対象中性子が細いビーム状になっているか、もしくは特定の方向に細くビーム状に絞ることが可能であるならば、2重計数管の内側と外側の計数管の役割を逆転させ、内側を反跳陽子計数管、外側を ^3He 計数管として、内側計数管の軸に沿って中性子を入射させることにより、1 MeV以下のエネルギーを持つ中性子に対し、波高分布からエネルギースペクトルを直読できる方法で、しかも、本スペクトロメーターより幾分高い中性子検出効率を得ることが可能と考えられる。この方法は、従来のカウンタテレスコープ法と同等であるが、従来型に比べエネルギーの低い中性子に対して使用でき、しかも検出効率を高くできる可能性をもっており、加速器などから得られる単色中性子のエネルギー測定用として今後の開発が期待されるところである。

謝 辞

本研究の遂行に当たり、名古屋大学・工学部(原子核工学科)の瓜谷 章博士には、密封型計数管製造技術について数々の御教示を戴いた上、計数管への ^3He ガス並びにプロパンガスの充填を実施していただいた。

電子技術総合研究所・量子放射部の工藤勝久博士、武田直人研究員には、面倒な単色中性子照射実験を実施していただいたほか、実験方法全般にわたって多大の御指導をいただいた。

モンテカルロ計算コードの開発と計算は、名古屋大学大学院（工学研究科）学生の佐藤 拓氏（現在、関西電力）に、名古屋大学・大型計算機センターのFACOM M-1800/20システムを使用して実施していただいた。

最後に、名古屋大学・工学部（原子核工学科）の森 千鶴夫教授には、研究全般にわたって御指導をいただいたほか、多大の研究上の便宜を与えていただいた。

これら本研究の実施に際して御援助いただいた方々に厚く御礼申し上げます。

文 献

- [1] 上 蓑 義 明, 小 田 啓 二, 放 射 線 防 護 用 設 備 ・ 機 器 ガ イ ド -1990/91年 版 - P. 13
日本アイソトープ協会
- [2] F. H. Attix, Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry (Wiley, New York, 1986)p. 490
科学技術庁告示 第15号 別表第5
- [3] R. L. Craun and D. L. Smith, Nucl. Instr. and Meth. 80(1970)239
- [4] K. Z. Morgan and J. E. Turner, Principles of Radiation Protection (Wiley, New York, 1967)p. 161
- [5] R. S. Wolff, Nucl. Instr. and Meth. 115(1974)461
- [6] H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases (Butterworths, London, 1964)p. 78
- [7] V. Palladino and B. Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth. 128(1975)323
- [8] B. Jean-Marie, V. Lepeltier and D. L'Hote, Nucl. Instr. and Meth. 159(1979)213
- [9] J. C. Hopkins and G. Breit, Nuclear Data Tables A9(1971)137
- [10] 佐藤 拓, 名古屋大学大学院工学研究科（原子核工学専攻）修士論文(1993)
- [11] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 2nd ed. (Wiley, New York, 1989)p. 546
- [12] H. Liskien and A. Paulsen, Atomic Data and Nuclear Data Tables 15(1975)69